



Propriétés et Modes de désexcitation des noyaux chauds observés dans la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni avec le détecteur INDRA.

Laurent Nalpas

► To cite this version:

Laurent Nalpas. Propriétés et Modes de désexcitation des noyaux chauds observés dans la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni avec le détecteur INDRA.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 1996. Français. NNT: . tel-00083951

HAL Id: tel-00083951

<https://theses.hal.science/tel-00083951>

Submitted on 4 Jul 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ORSAY
N° D'ORDRE : 4550

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée

pour obtenir

**le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

par

Laurent Nalpas

SUJET: Propriétés et Modes de désexcitation des
noyaux chauds observés dans la réaction
 ^{36}Ar sur ^{58}Ni avec le détecteur INDRA.

Soutenue le 14 novembre 1996 devant la commission d'examen

Monsieur	J.C.	Roynette	(Président)
Monsieur	C.	Cerruti	(Rapporteur)
Monsieur	J.	Cugnon	
Monsieur	R.	Dayras	
Monsieur	J.C.	Steckmeyer	(Rapporteur)

*A Louis, A Jean,
A Antoine et Léa.*

« A force de frapper à coups redoublés sur la même porte, elle finit toujours par s'ouvrir. Ou alors c'est une porte voisine, qu'on n'avait pas vue, qui s'entrebâille, et c'est encore plus beau. »

Michel Tournier, *Le Roi des Aulnes*.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Service de Physique Nucléaire du Centre d'Etudes de Saclay. Je voudrais remercier Monsieur Jean MOUGEY pour son accueil et plus particulièrement pour son soutien durant la rédaction de ce mémoire.

Je remercie Messieurs les membres du Jury, en premier lieu Monsieur Jean-Claude ROYNETTE qui m'a fait l'honneur de présider ce Jury, messieurs Christian CERRUTI et Jean-Claude STECKMEYER pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail, et enfin Monsieur Joseph CUGNON pour sa lecture originale du manuscrit.

Durant ces trois années, j'ai apprécié à maintes reprises les qualités humaines et scientifiques des physiciens du groupe INDRA de Saclay, leur goût particulier pour l'expérimentation, allié à une grande compétence dans le domaine de l'instrumentation. Aussi voudrais-je exprimer ma vive reconnaissance à Messieurs Claude VOLANT, Robert LEGRAIN, Lolly POLLACCO, Jean-Luc CHARVET et Roland DAYRAS, les remercier pour les conseils et l'attention qu'ils m'ont témoignée. Je n'oublierai pas mon étroite collaboration avec Jean-Luc CHARVET et l'aide précieuse qu'il m'a apportée dans les différentes étapes du dépouillement et de l'analyse des données. Je remercie enfin Roland DAYRAS, qui a dirigé mes travaux, pour sa disponibilité constante, ses conseils avisés dont le présent manuscrit porte les empreintes.

Le dépouillement des expériences menées avec le détecteur INDRA est le fruit d'un travail collectif qui transcende les laboratoires. Aussi tenais-je à remercier l'ensemble des personnes qui y ont contribué. Je remercie également Dominique DURAND qui nous a fourni son générateur d'événements, outil indispensable à l'analyse des données de détecteur 4π .

Travailler avec des post-doctorants étrangers a été une expérience enrichissante. Je voudrais saluer Enrico DE FILIPPO avec qui j'ai partagé les affres du dépouillement. La rigueur et l'efficacité dont il a fait preuve ont été pour moi une source de motivations. Mes remerciements vont également à Maria COLONNA pour les calculs théoriques qu'elle a effectués et les éclaircissements qu'ils ont apportés. Je regretterai son dynamisme et sa bonne humeur quotidienne.

Je n'oublierai pas la compagnie des étudiants de notre groupe ainsi que l'aide qu'il m'ont apportée. Un grand merci donc à Eric BERTHOUMIEUX, Philippe BUCHET, Denis LACROIX et Stéphane VUILLIER. Je saluerai pour finir la bande de doctorants du SPhN avec un clin d'oeil particulier à mes compagnons de fortune Etienne BURTIN, Valentin FEKOU-YOMBI et Michel GUIDAL.

Mes dernières pensées vont à mes amis et ma famille qui m'ont indubitablement supporté durant ces trois années. A Serge et Gwen en souvenir de ma garçonnisme de Gif/Yvette. A Corinne sans qui je n'aurais pu mener à bien ce travail. Enfin, je dédis ce mémoire à mes grands-pères, Louis et Jean, à qui je dois mon attrait pour la Science, et à mes enfants, Antoine et Léa, à qui j'espère transmettre cette passion.

Table des matières

Introduction	1
1 INDRA : Caractéristiques et Performances	9
1.1 Présentation	9
1.2 Caractéristiques générales	10
1.2.1 Granularité	10
1.2.2 Géométrie	11
1.3 Caractéristiques des différents détecteurs	14
1.3.1 Les Chambres à Ionisation	14
1.3.2 Les détecteurs Silicium	16
1.3.3 Les scintillateurs à iodure de césium	18
1.3.4 Les Phoswichs	19
1.4 L'électronique d'INDRA	20
1.4.1 Les chambres à ionisation et les détecteurs silicium	21
1.4.2 Les scintillateurs	21
1.4.3 Déclenchement et Acquisition	22
1.5 Exemples de matrices d'identification	23
2 Étalonnage et Identification	27
2.1 Calcul de pertes d'énergie	27
2.1.1 Généralités	27
2.1.2 Les tables	29
2.1.3 Le programme	31
2.2 Etalonnage électronique des ChIo et des Si	33
2.3 Etalonnage en énergie	36
2.3.1 Les scintillateurs à iodure de césium	38
2.3.2 Les détecteurs silicium	38
2.3.3 Les chambres à ionisation	41
2.4 Identifications dans les modules ChIo-Si	44
2.4.1 Superposition des modules	46
2.4.2 Identifications en charge	46
2.5 Conclusion	51

3	Présentation de la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni	53
3.1	La prise de données	53
3.2	Efficacité de détection	56
3.2.1	Bilan en charge	56
3.2.2	Bilan en impulsion	58
3.2.3	Événements complets	60
3.3	Variables globales	63
3.3.1	Estimation du paramètre d'impact	63
3.3.2	Variables de forme	67
3.3.3	Corrélations entre les variables globales	71
3.4	Conclusion	73
4	Reconstruction des sources d'émission de particules	75
4.1	Mécanismes de réaction	75
4.1.1	Modèles phénoménologiques	75
4.1.2	Prédictions des calculs BNV	77
4.2	Caractérisation des collisions	81
4.2.1	Résidus du QP et de la QC	81
4.2.2	Sources d'émission de particules légères chargées	86
4.3	Détermination des sources	88
4.3.1	Méthode de l'« arbre minimum »	88
4.3.2	Caractéristiques des sources reconstruites	93
4.3.3	Validation de la méthode	97
4.4	Détermination des énergies d'excitation	98
4.4.1	Évaluation des neutrons	98
4.4.2	Calorimétrie	100
4.5	Partage de l'énergie d'excitation entre les deux partenaires	104
4.6	Conclusion	108
5	Propriétés et Modes de décroissance des noyaux chauds	111
5.1	Caractéristiques des émissions	111
5.1.1	Distributions angulaires	111
5.1.2	Distributions d'énergie cinétique	113
5.2	Propriétés des noyaux chauds	117
5.2.1	Distributions de charge	119
5.2.2	Production de particules	119
5.2.3	Mouvements collectifs	120
5.3	Modes de décroissance	122
5.3.1	Partitions du projectile et de la cible	122
5.3.2	Partitions du système	123
5.4	Détermination de la température	125
5.4.1	Généralités	125
5.4.2	Méthode des rapports isotopiques	127
5.4.3	Étude du quasi-projectile	132

Conclusion	139
A Calculs dynamiques de collisions d'ions lourds	143
A.1 Equation de Boltzmann	143
A.2 Calculs BNV	144
A.3 Caractérisation des noyaux primaires	145
B Code de désexcitation statistique	147
B.1 Calculs des probabilités de transition	148
B.2 Energies d'excitation	149

Introduction

Depuis une quinzaine d'années, le champ d'investigation de la physique nucléaire s'est élargi à l'étude des noyaux loin de l'équilibre qui regroupe principalement trois axes de recherche. Le premier concerne la physique des noyaux à haut spin qui s'intéresse aux états extrêmes de déformation des noyaux, qui prennent la forme de « ballon de rugby » (rapport d'axes 2 : 1), sous l'effet d'une rotation rapide. La découverte, en 1986, des noyaux « superdéformés » a suscité une intense activité qui se poursuit, motivée par la recherche de noyaux subissant une déformation encore plus importante, dite « hyperdéformée » (rapport d'axes 3 : 1), prédits par des calculs théoriques. Le développement des techniques de production de noyaux radioactifs, loin de la vallée de la stabilité, et des dispositifs d'accélération (cyclotron compact) permet d'envisager la production de faisceaux « exotiques » de grande intensité (projet S.P.I.R.A.L.). Cette physique, encore à ses débuts, présente de fortes implications avec l'astrophysique nucléaire afin de mieux comprendre le processus de nucléosynthèse et l'abondance inexpliquée d'un certain nombre d'éléments. Enfin, le troisième volet, qui nous intéresse plus particulièrement, concerne la physique des noyaux chauds dont l'objectif fondamental est l'équation d'état de la matière nucléaire qui résumerait l'ensemble des propriétés des noyaux à température finie.

Concept de noyau chaud

N. Bohr a été l'un des premiers à suggérer la possibilité de chauffer les noyaux à l'aide de projectiles de grande énergie. La particule incidente subit une succession de collisions avec les nucléons du noyau au cours de laquelle l'énergie cinétique incidente est convertie en mouvement désordonné. La notion de température d'un noyau est liée à la capacité de ce dernier de stocker une certaine quantité d'énergie dans ses degrés de liberté internes. Ces derniers se distinguent des degrés de liberté collectifs (rotation, expansion, ...). Un noyau est considéré comme chaud à partir du moment où sa structure à l'équilibre est perturbée. Une température de 1 MeV ($\approx 10^{10}$ K), correspondant à la disparition des effets d'appariement, constitue ainsi le premier niveau de perturbation du noyau. Dans le cadre de la théorie statistique, l'énergie d'excitation des degrés de liberté internes du noyau est reliée à la température par l'intermédiaire du paramètre de densité de niveaux a :

$$E^* = a T^2 \quad \text{avec} \quad \frac{A}{8} \leq a \leq \frac{A}{13} \quad (1)$$

où A est le nombre de nucléons du système. La valeur du paramètre a évolue avec la masse et la température du noyau [1]. A basse température, les données expérimentales

s'accordent autour d'une valeur de $A/8$ qui tend vers $A/13$ aux grandes énergies d'excitation.

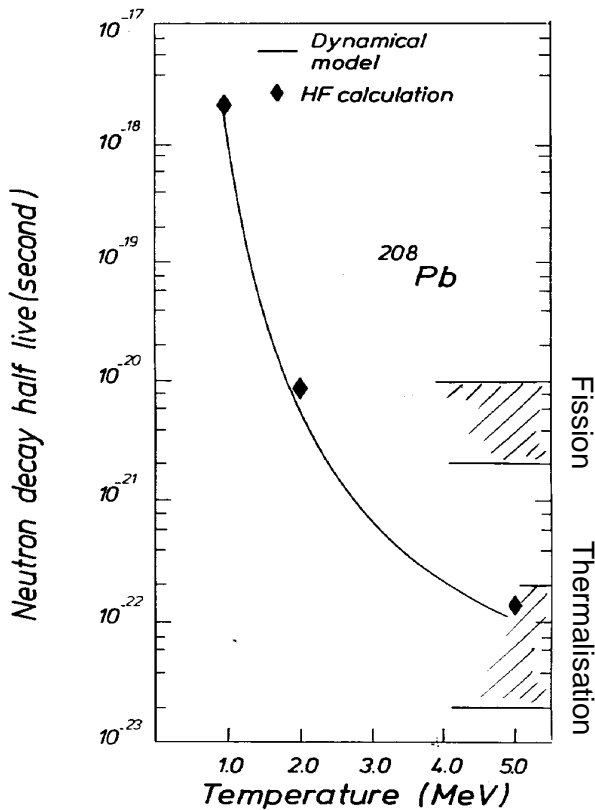


FIG. 1 – Evolution du temps d'émission d'un neutron avec la température (d'après [2]); sont indiqués les temps caractéristiques de la fission du ^{208}Pb et de la thermalisation d'un noyau chaud dans une collision d'ions lourds.

Le noyau chaud est généralement dans un état instable qui le conduit à se désexciter. A basse température, il émet ainsi préférentiellement des γ et des particules légères (n , p , α). Du fait de l'absence de barrière coulombienne pour les neutrons, ces derniers constituent une voie de décroissance privilégiée pour le noyau. Aussi les temps d'émission des neutrons sont-ils considérés comme de bons chronomètres des temps de vie des noyaux chauds (cf. figure ci-contre). Pour des temps de décroissance de $\sim 10^{-20}$ s, le processus d'évaporation entre en compétition avec la fission correspondant à des températures de 2-3 MeV. A plus haute température ~ 5 MeV, le temps de vie du noyau chaud devient du même ordre de grandeur que le temps de thermalisation, autrement dit son temps de formation. Comme, en moyenne, 5-10 collisions par nucléon sont nécessaires à la thermalisation du système, les temps de formation des noyaux chauds sont de l'ordre de 50-100 fm/c ($30 \text{ fm/c} \simeq 10^{-22}$ s). Ces échelles de temps sont

du ressort des calculs dynamiques qui permettent de suivre l'évolution du système dans les premiers instants de la collision et de préciser les caractéristiques des noyaux primaires dans la voie de sortie.

Lien avec l'équation d'état

Le modèle de la goutte liquide, élaboré au milieu des années 30, a permis une meilleure compréhension du noyau au voisinage de l'état d'équilibre: saturation de la densité, formulation des énergies de liaison, mouvements collectifs (fission, vibration, rotation, ...). Le succès de ce modèle est lié à la forme de l'interaction nucléon-nucléon, qui présente une allure similaire à une force de Van der Waals décrivant les interactions dans un fluide, à savoir :

- Une partie répulsive à courte distance ($r < 0.5 \text{ fm}$).
- Une partie attractive aux distances intermédiaires ($r > 0.8 \text{ fm}$).
- Une portée finie de l'interaction.

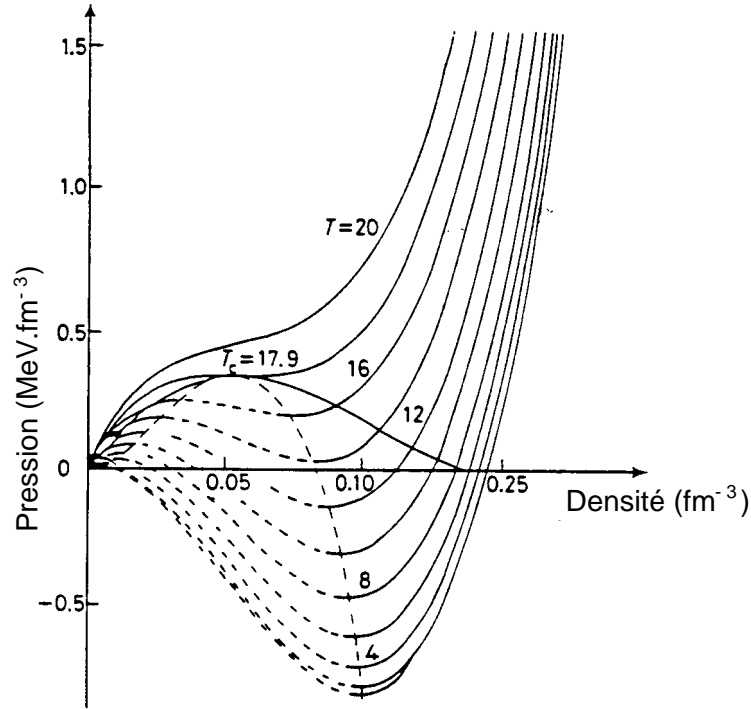


FIG. 2 – Evolution des isothermes dans un plan pression-densité pour la matière nucléaire infinie. La zone spinodale est indiquée en trait pointillé, alors que la ligne de coexistence liquide-gaz figure en trait plein (d'après [3]).

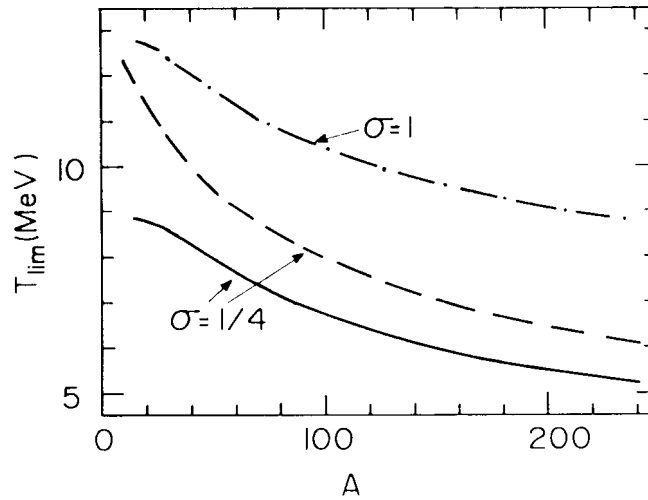


FIG. 3 – Variation de la température limite le long de la vallée de la stabilité. Les lignes $\sigma = 1/4$ correspondent à une équation d'état douce $K_\infty \simeq 222$ MeV en utilisant deux paramétrisations de la tension superficielle, linéaire en T (courbe en trait pointillé) ou quadratique en T (ligne en trait plein) au point critique. La ligne $\sigma = 1$ correspond à une équation d'état dure $K_\infty \simeq 384$ MeV avec la seconde paramétrisation (d'après [4]).

Par analogie avec la théorie de Van der Waals, la physique des noyaux chauds cherche à relier l'équation d'état de la matière nucléaire aux propriétés du potentiel d'interaction. Les effets de milieu et le caractère fermioniques des nucléons constituent un obstacle à cette entreprise [5]. Néanmoins, des calculs théoriques, utilisant des forces phénoménologiques, prédisent l'existence d'un point critique dans le diagramme de phase de la matière nucléaire infinie correspondant à une température voisine de 18 MeV (cf. fig. 2). Au-dessous du point critique, coexistent deux régions de stabilité pour la matière nucléaire infinie : la phase gazeuse à basse densité et la phase liquide à haute densité. Ces deux domaines sont séparés par une région instable ($\partial P/\partial \rho < 0$), appelée zone spinodale, où les petites fluctuations de densité ou de pression ne sont pas amorties, et conduisent à l'explosion inévitable du système, si ce dernier y séjourne suffisamment longtemps. On parlera, dans ce cas, d'instabilités de volume ou encore de décomposition spinodale. Au-delà du point critique, une phase unique subsiste constituée d'un gaz de nucléons libres.

La prise en compte de la taille finie des noyaux d'une part et de l'interaction coulombienne d'autre part contribue à diminuer la stabilité des noyaux, vis à vis de la température. La température limite d'un noyau est ainsi très inférieure à la température critique évoquée précédemment. Le premier type d'instabilité qui risque de provoquer la disparition anticipée du noyau est de nature coulombienne. Par ailleurs, sous l'effet de la pression thermique, le rayon du noyau augmente, entraînant une diminution rapide de la tension de surface, qui devient plus diffuse. Au-delà d'une certaine température, les instabilités de surface, amplifiées par le champ coulombien, conduisent à la dissociation du noyau. Les calculs Hartree-Fock avec une force de type Skyrme prédisent une température limite qui varie entre 7 et 10 MeV selon la taille et la composition (rapport A/Z) du système (cf. fig. 3). De manière générale, les noyaux légers ou riches en neutrons sont réputés plus stables. L'équation d'état joue également un rôle dans cette stabilité, la valeur de la température critique dépendant de la rigidité de celle-ci [4].

Modes de désexcitation

A basse énergie de bombardement ($E/A \sim 20$ MeV), pour des systèmes de masses intermédiaires, le projectile et la cible fusionnent, dans les collisions centrales, pour former un noyau composé. Si la température de ce dernier est de l'ordre de 3-4 MeV, les effets de couches disparaissent, conduisant à un noyau chaud sphérique. Les calculs dynamiques montrent alors qu'il subit, au début de la collision, une série d'oscillations de densité, puis se relaxe lentement vers son état d'équilibre (cf. fig. 4). Il se désexcite en évaporant des neutrons et des particules légères chargées (p , α) ou encore par fission. Ces modes de décroissance, en particulier la compétition fission-évaporation, sont bien décrites par des calculs statistiques séquentiels [7, 8]. Dans ces calculs, l'évaporation des particules légères est traitée dans le cadre de la théorie de Weisskopf [9], en utilisant le formalisme de Hauser et Feshbach [10]. La fission est décrite, quant à elle, avec la méthode de l'état transitoire [11]. Ce dernier formalisme s'avère bien adapté pour étendre le calcul des largeurs d'émission aux fragments légers qui sont observés dans le cas de noyaux très excités [8].

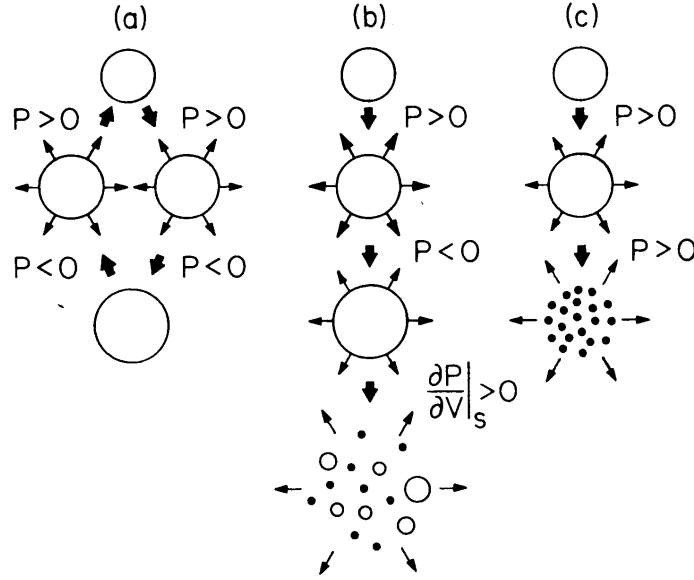


FIG. 4 – Différents scénarii en fonction de la température (d'après [6]) : réaction de fusion-évaporation à basse température $T < 3$ MeV (a), « multifragmentation » pour des températures au voisinage de la stabilité $T \sim 5 - 8$ MeV (b), « vaporisation » à haute température $T > 8$ MeV (c).

Au début des années 80, des expériences ont mis en évidence, dans les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, une émission croissante de fragments de masses intermédiaires ($3 \leq Z \leq 20$) [12]. Ces résultats ont suscité, à l'époque, un grand engouement car les distributions de charge inclusives présentaient des formes en loi de puissance, qui étaient interprétées comme la signature d'une transition de phase au voisinage du point critique. A la lumière de travaux récents [13, 14], nous savons désormais que le comportement en loi de puissance n'est pas nécessairement associé à des phénomènes critiques. La physique des noyaux chauds a connu, ces dix dernières années, une intense activité tant du point de vue expérimental, avec l'apparition des multidétecteurs, et des premières mesures exclusives, que théorique, avec le développement de calculs statistiques de « multifragmentation » [15, 16, 17] et de calculs dynamiques basés sur les équations de transports [18], dans le but de mieux comprendre l'origine de l'émission de fragments complexes (cf. fig. 4).

Dans les collisions centrales autour des énergies de Fermi, les calculs dynamiques prédisent l'existence d'une phase de compression ($\rho/\rho_0 \sim 1.6$), dans les premiers instants de la collision, suivie d'une phase d'expansion, très rapide, au cours de laquelle le système peut atteindre la zone spinodale ($\rho/\rho_0 \sim 0.3$) et se désintégrer en agrégats, donnant naissance à de multiples fragments dans la voie finale. Des effets de compression importants sont attendus dans les systèmes symétriques de masse $A \sim 100$ (cf. fig. 5). La mise en évidence d'un mouvement collectif radial dans les distributions d'énergie cinétique des fragments serait une signature d'une énergie de compression initiale, dont la valeur dépend du coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire. De tels mouvements collectifs ont été observés dans l'étude de la désexcitation du

quasi-projectile de la réaction Zn+Ti à 79 MeV/u (collisions centrales) [20], à plus basse énergie, dans le système léger S+Al [21], ou encore dans les expériences utilisant des émulsions [22]. Ces données semblent plutôt privilégier une équation d'état douce. Pour valider ce résultat, il est nécessaire d'obtenir une systématique des énergies de compression pour différents systèmes en fonction de l'asymétrie de la voie d'entrée et de l'énergie incidente.

Les modèles statistiques de *multi-fragmentation* [15, 17] offre une alternative intéressante aux calculs dynamiques qui décrivent l'évolution du système sur des échelles de temps relativement courtes (< 500 fm/c) au regard des processus de désexcitation [23]. Ces modèles supposent une expansion initiale du système au cours de laquelle il se refroidit (« expansion iso-entropie »). Les fragments sont formés, à basse densité ($\rho/\rho_0 \sim 0.3$), dans une configuration dit de « *freeze-out* », où le système est en équilibre et les interactions nucléaires entre les particules cessent. Dans le cadre du modèle de Bondorf et al. [15, 16], les partitions du système sont obtenues par tirage Monte-carlo en tenant compte de l'espace des phases disponible dans le volume de « *freeze-out* ». Les fragments ($A \geq 5$) sont traités comme des gouttes liquides chaudes [24] interagissant avec le gaz formé par les particules légères. L'évolution du système est influencée par le champ coulombien et les émissions secondaires de particules provenant de la désexcitation des fragments. Ce modèle comporte un point critique autour de $T \approx 16$ MeV pour la matière nucléaire infinie.

A basse température, pour un noyau primaire de masse 100, figure 6, on observe un régime d'évaporation caractérisé par la présence d'un résidu lourd dans la voie finale. Pour une température voisine de 6 MeV, une transition est mise en évidence correspondant à une phase de production de fragments de masses intermédiaires. Une partie de l'énergie disponible est ainsi utilisée pour former les fragments, responsable du plateau observé dans la corrélation température-énergie d'excitation. Selon Bondorf et al., les fluctuations de densité, à l'origine de la multifragmentation du système, sont de nature chaotique donnant lieu à une grande variété de tailles de fragments qui est bien reproduite par une méthode d'échantillonnage de l'espace des phases. Lorsque ce régime de *multifragmentation* est complètement atteint, la température du système croît de nouveau, en suivant un régime linéaire avec l'énergie d'excitation, comme pour un gaz de nucléons libres. La saturation, qui apparaît au-delà de 15 MeV/u d'énergie d'excitation, est interprétée par les auteurs comme une transition du second ordre du système au point critique, correspondant à la « vaporisation » de ce dernier en particules légères de masses $A \leq 4$.

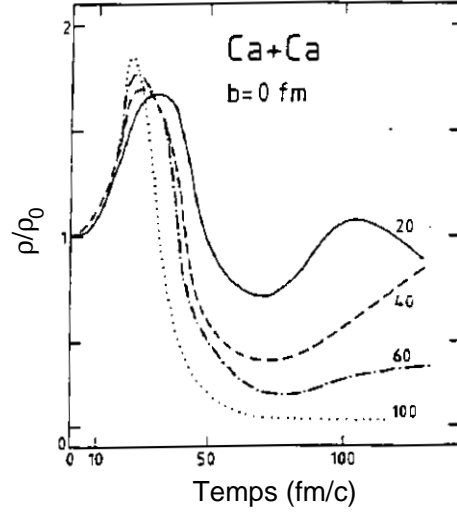


FIG. 5 – Evolution de la densité moyenne au cours de la collision pour différentes énergies incidentes (d'après [19]).

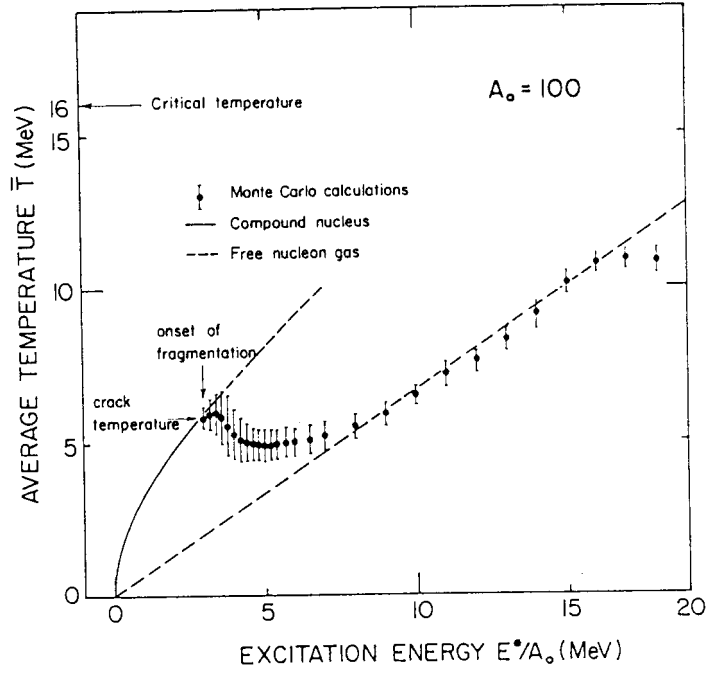


FIG. 6 – Corrélation entre la température moyenne du système et l'énergie d'excitation. La courbe en trait plein indique le comportement attendu pour un gaz de Fermi (relation), celle en trait pointillé pour un gaz de nucléons libres (d'après [16]).

Jusqu'à présent, les données expérimentales ne montraient pas de seuil de production de fragments complexes, prévu par les calculs de *multifragmentation* statistiques autour de 3 MeV/u, suggérant plutôt une évolution continue du processus de *multifragmentation* avec l'énergie d'excitation [12]. Cependant, des données récentes, concernant la désexcitation du quasi-projectile dans la réaction Au+Au à 600 A.MeV [25], mettent en évidence une saturation de la température vers 5 MeV en fonction de l'énergie d'excitation, en bon accord avec les prédictions du modèle de Bondorf et al.. Cette « courbe calorique », encore très discutée, relance ainsi le débat sur le lien entre la *multifragmentation* et une éventuelle transition de phase du premier ordre, de type liquide-gaz, de la matière nucléaire.

Si la première génération de détecteurs 4π a permis des avancées dans la compréhension du mécanisme de *multifragmentation*, un certain nombre de questions restent encore ouvertes, concernant la nature du processus, séquentiel ou simultané, et le rôle de la dynamique dans son apparition. Aussi était-il nécessaire de se doter d'un instrument spécifiquement conçu pour détecter, avec une grande efficacité, de nombreux produits de réaction ayant des caractéristiques très variées. C'est dans cet esprit que le détecteur *INDRA* a été réalisé. Il devrait permettre de caractériser précisément les mécanismes de production des noyaux chauds afin de déterminer leur limite de stabilité, leur mode de désexcitation et de les relier aux propriétés de l'équation d'état de la matière nucléaire. Pour ce faire, un vaste programme d'études systématiques a été entrepris, comprenant deux campagnes de prises de données, de manière à évaluer

l'influence respective des différents facteurs qui contribuent à la *multifragmentation* des noyaux chauds tels que l'asymétrie de la voie d'entrée, le rapport A/Z , la taille du système et l'énergie disponible.

Dans cette étude, nous présenterons les résultats obtenus sur le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ étudié durant la première campagne de mesures avec *INDRA*. Le choix d'un système léger est motivé par deux raisons principales. En premier lieu, le projectile ^{36}Ar offre la possibilité d'explorer toute la dynamique en énergie du G.A.N.I.L.¹, de 32 à 95 MeV/u, et d'établir une large fonction d'excitation du système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$. D'autre part, *INDRA* devrait être capable de détecter, avec une bonne efficacité, l'ensemble de la distribution de charge attendue, condition nécessaire à l'étude des effets de compression dans les noyaux chauds et à la mise en évidence d'une éventuelle transition de phase. Le large éventail d'énergie de faisceau permet d'atteindre de grandes énergies d'excitation et de couvrir, dans le cadre de la « courbe calorique », un domaine, entre 10 et 20 MeV/u, allant de la *multifragmentation* jusqu'au seuil de « vaporisation » du système.

Après une présentation du dispositif expérimental et une illustration de ses performances (chapitre 1), nous exposerons les fruits de longs mois de travail que constituent les étalonnages des chambres à ionisation et des détecteurs silicium d'*INDRA* ainsi que les identifications des fragments dans ces modules (chapitre 2). Puis nous passerons en revue les sélections en charge et en impulsion, qui nous permettent d'isoler une classe d'événements complets provenant de collisions centrales. Une analyse à l'aide de variables globales est menée sur ces événements (chapitre 3). L'étude des mécanismes de réaction confirme la prépondérance des collisions binaires très inélastiques sur l'ensemble de la dynamique en énergie de 32 à 95 MeV/u. Ces mécanismes étaient connus pour des systèmes lourds à basse énergie [26], et ont été observés aux énergies de Fermi pour des systèmes de masses intermédiaires [27, 28, 20]. L'originalité des mesures d'*INDRA* est la possibilité d'étudier la désexcitation du quasi-projectile et de la quasi-cible dont les seuils de détection des expériences précédentes ne permettaient pas la caractérisation. Aussi avons nous été conduits à développer une méthode originale, fondée sur l'« arbre minimum », pour reconstruire le quasi-projectile et la quasi-cible à partir de leurs produits de désexcitation. Les énergies d'excitation des deux noyaux sont obtenues par calorimétrie moyennant quelques hypothèses sur les neutrons qui ne sont pas détectés. Le partage de l'énergie disponible entre les deux partenaires est discuté dans le chapitre 4. Les modes de décroissance des noyaux chauds sont analysés en fonction des énergies d'excitation mises en jeu comprises entre 5-25 MeV/u (chapitre 5). Nous montrerons que la production de fragments complexes sature dans les collisions centrales en raison de la petite taille des partenaires en interaction marquant ainsi l'apparition d'une voie de décroissance particulière : la « vaporisation » des noyaux en particules légères (neutrons, $Z=1$, $Z=2$). Cette évolution est compatible avec un scénario de désexcitation séquentielle. L'étude des températures extraites des rapports de production des différents isotopes (p, d, t, α , ^3He , ^6Li , ^7Li) [29], émis par le quasi-projectile, nous conduira ainsi à une interprétation différente de la « courbe calorique » [25].

1. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Chapitre 1

INDRA : Caractéristiques et Performances

1.1 Présentation

La grande diversité des produits émis par les noyaux chauds lors de leur désexcitation nécessite un détecteur, alliant une grande efficacité de détection et une couverture géométrique voisine de 4π , capable de mesurer des énergies sur un large domaine, allant du MeV jusqu'au GeV, de manière à obtenir une complète caractérisation, événement par événement, de la cinématique de la collision.

Au début des années 90, quatre laboratoires français (le D.A.P.N.I.A. du C.E.A. Saclay, l'I.P.N.¹ d'Orsay, le L.P.C.² de Caen et le G.A.N.I.L.) se sont associés pour construire un détecteur satisfaisant à ces conditions. Profitant de l'expérience acquise auprès des premiers détecteurs 4π installés en France, *NAUTILUS* au G.A.N.I.L., *AM-PHORA* à S.A.R.A.³, *INDRA* (acronyme pour « **I**dentification de **N**oyaux et **D**étection avec **R**ésolutions **A**ccrues ») est spécialement conçu pour étudier les propriétés de décroissance des noyaux chauds formés lors des collisions d'ions lourds entre 30 et 100 MeV/nucléon.

La première campagne d'*INDRA*, menée en mars 1993, est consacrée à l'étude de la *multifragmentation*. Ce programme comprend l'analyse de quatre systèmes (cf. tableau 1.1) qui permettra de mesurer l'influence des différents paramètres de la voie d'entrée tels que l'asymétrie de masse, la taille du système et l'énergie de bombardement, afin de mieux comprendre le rôle de la dynamique dans l'apparition de ce processus.

Le large éventail de faisceaux d'ions disponibles (du carbone à l'uranium) et la gamme en énergie couverte font du G.A.N.I.L. un instrument adapté à l'étude de la *multifragmentation*. Pour cette campagne, trois faisceaux (^{36}Ar , ^{129}Xe , ^{155}Gd) ont été délivrés par le G.A.N.I.L., couvrant plusieurs énergies de bombardement jusqu'aux valeurs maximales disponibles variant selon la nature du projectile (95 MeV/nucléon pour le faisceau ^{36}Ar , 50 MeV/n pour le ^{129}Xe et 36 MeV/n pour le ^{155}Gd), afin

1. Institut de **P**hysique **N**ucléaire

2. Laboratoire de **P**hysique **C**orpusculaire

3. Système **A**ccélérateur **R**hône-**A**lpes

Systèmes	Énergies de bombardement (MeV/A)
$^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$	32, 40, 52, 63, 74, 84, 95.
$^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$	32, 40, 52, 74.
$^{129}\text{Xe} + \text{Sn}$	25, 32, 40, 45, 50.
$^{155}\text{Gd} + \text{U}$	36.

TAB. 1.1 – *Systèmes étudiés lors de la campagne 1993.*

d' étudier l'évolution des modes de décroissance des noyaux chauds en fonction de l'énergie déposée dans le système.

1.2 Caractéristiques générales

1.2.1 Granularité

Une bonne caractérisation cinématique de la réaction nécessite un détecteur alliant non seulement une grande couverture géométrique, mais également un nombre de cellules de détection important, afin de réduire les taux de détection multiple. Un simple calcul permet de se convaincre des effets de l'angle solide d'une part et de la granularité d'autre part :

Considérons un événement isotrope de $M = 50$ particules, si la couverture géométrique est de $\Omega = 0.9$ alors la probabilité de détecter toutes les particules est : $P_1 = 0.9^{50} \simeq 5.15 \cdot 10^{-3}$. Dans le cas d'un nombre fini de cellules de détection $N_d = 336$, la probabilité que chaque particule soit détectée indépendamment est donnée par [30] :

$$P_2 = \frac{N_d!}{(N_d - M)!} \frac{1}{N_d^M} \quad (1.1)$$

Si nous nous intéressons uniquement à l'effet de la granularité, nous obtenons : $P_2 \simeq 2.15 \cdot 10^{-2}$. En tenant compte de la couverture géométrique, la probabilité d'une détection parfaite est alors le produit des deux probabilités précédentes, soit $P = P_1 P_2 \simeq 1.11 \cdot 10^{-4}$.

Comme d'un point de vue expérimental, il est difficile d'obtenir une couverture géométrique supérieure à 90%, il est donc nécessaire de limiter les probabilités de multi-comptage dans les cellules données par la relation [30] :

$$P_{mult} = \frac{1 - \left(1 - \frac{\Omega}{N_d}\right)^{M-1} \left(1 + (M-1) \frac{\Omega}{N_d}\right)}{1 - \left(1 - \frac{\Omega}{N_d}\right)^M} \quad (1.2)$$

Un développement limité de 1.2.1, pour $M < N_d/2$, conduit à une expression où apparaît explicitement le rapport N_d/M :

$$P_{mult} = \frac{(M-1) \Omega}{2 N_d} \quad (1.3)$$

Des simulations permettent d'évaluer les multiplicités moyennes de fragments, $M_{IMF} \sim 10$, ainsi que les multiplicités de particules légères, $M_{PLC} \sim 35$, auxquelles on doit s'attendre dans les collisions centrales pour des systèmes de masses intermédiaires. Pour maintenir un taux de détection multiple inférieur à 5%, il convient de se doter d'un nombre optimal de détecteurs soit 300 cellules environ pour l'identification des particules légères et 80 cellules pour l'identification des fragments. Ces grandeurs sont à la base de la conception modulaire des dispositifs 4π et de la géométrie d'*INDRA* pour l'étude de la *multifragmentation*.

1.2.2 Géométrie

INDRA se compose de 17 couronnes de détection couvrant 90% de l'espace géométrique autour de la cible. Chaque couronne est divisée en un nombre variable de secteurs (8, 12, 16 ou 24) afin de tenir compte de la focalisation aux petits angles des distributions angulaires et de maintenir une granularité approximativement constante dans le centre de masse de la réaction. Ces couronnes comprennent 336 modules associant différents types de détecteurs couvrant un même domaine angulaire. Une vue schématique du dispositif, donnée par la figure 1.1, met en évidence trois zones de détection :

- de 2° à 3° , la couronne 1 est constituée de scintillateurs plastiques capables de supporter les taux de comptage élevés dus aux diffusions élastiques aux petits angles.
- de 3° à 45° , la dynamique en énergie des produits de la réaction étant grande, les couronnes 2-9 sont composées de 3 étages de détection comprenant une chambre à ionisation, suivie d'une plaquette de 3 ou 4 détecteurs silicium, derrière chacun desquels est placé un scintillateur à iodure de césium (CsI).
- de 45° à 176° , la gamme en énergie attendue pour les fragments aux angles arrière étant réduite, les couronnes 10-17 ne comportent plus que 2 étages de détection : une chambre à ionisation couplée à 2, 3 ou 4 CsI. Chaque couronne est toutefois équipée d'un télescope, composé d'un détecteur silicium mince de $80 \mu\text{m}$ suivi d'un Si(Li) de 2 mm, destiné à l'étalonnage en énergie des CsI.

Les trous destinés au passage du faisceau (de 0° à 2° et de 176° à 180°) et de la cible (de 88° à 92°) ainsi que les structures mécaniques qui supportent les détecteurs forment les zones mortes d'*INDRA*. Elles représentent une perte d'angle solide de 0.2%, 3.5% et 6.3% de 4π respectivement. En ordre de marche, le dispositif expérimental d'une longueur de 2 m environ pour 0.8 m de diamètre est placé dans une enceinte à vide. Le tableau 1.2 présente un résumé de la géométrie d'*INDRA*, qui compte un total de 628 détecteurs :

- 96 chambres à ionisation (ChIo).
- 180 détecteurs silicium (Si) de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur.
- 324 scintillateurs à iodure de césium dopé au thallium (CsI).
- 16 détecteurs étalons.
- 12 scintillateurs plastiques NE102-NE115 (phoswichs).

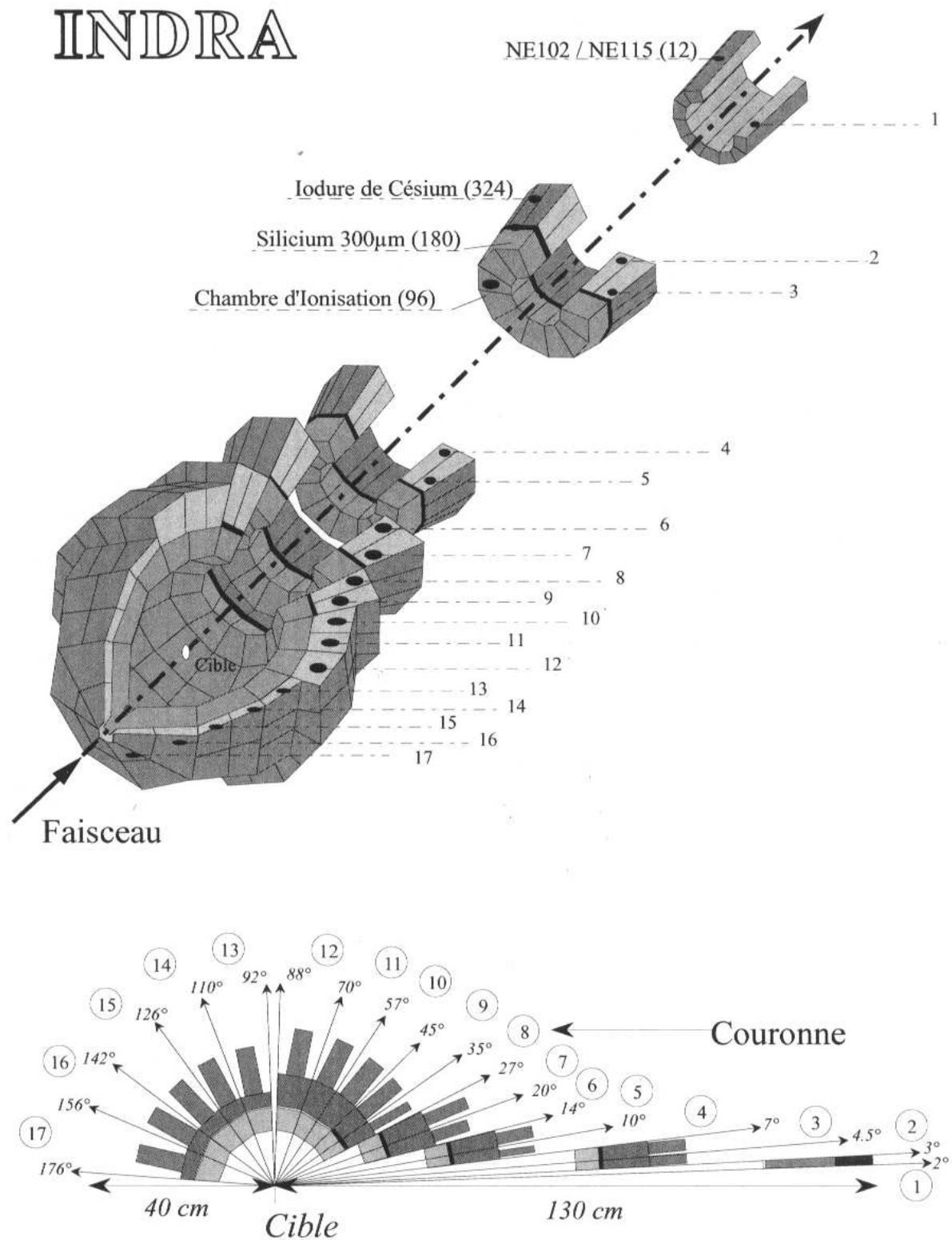


FIG. 1.1 – Vues générales d'INDRA : 336 modules de détection répartis sur 17 couronnes ayant une symétrie de révolution autour du faisceau.

Chambres à isonisation								
N° cour.	Nb modules	θ_{min} (deg)	θ_{max} (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	φ_0 (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (mm)	Nb CsI
2-3	12	3.13	6.98	28.84	30.00	2.98	655	3
4-5	12	7.21	13.83	29.10	30.00	10.71	385	4
6-7	12	14.21	26.74	29.28	30.00	39.01	250	4
8-9	12	27.84	44.67	29.03	30.00	87.70	120	4
10-11	12	45.23	69.69	29.33	30.00	182.83	120	4
12	12	70.25	87.60	29.44	30.00	152.11	120	2
13	8	92.40	109.76	44.44	45.00	229.74	120	3
14-15	8	110.31	141.80	44.26	45.00	338.93	120	4
16-17	8	142.38	174.77	41.54	45.00	147.73	120	2

CsI								Si
N° cour.	Nb modules	θ_{min} (deg)	θ_{max} (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	φ_0 (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (mm)	e (mm)
2	12	3.06	4.46	27.51	30.00	0.77	138	0.30
3	24	4.48	6.96	14.15	22.50	1.06	138	0.30
4	24	7.16	9.95	14.01	22.50	1.77	138	0.30
5	24	9.99	13.72	14.29	22.50	3.33	138	0.30
6	24	14.23	19.93	14.29	22.50	7.28	97	0.30
7	24	19.98	26.61	14.48	22.50	11.55	97	0.30
8	24	27.62	34.87	14.18	22.50	16.20	90	0.30
9	24	34.96	44.61	14.32	22.50	26.90	90	0.30
10	24	45.25	56.90	14.44	22.50	39.78	76	
11	24	56.99	69.69	14.52	22.50	50.08	76	
12	24	70.28	88.59	14.56	22.50	79.49	48	
13	24	91.72	109.65	14.64	30.00	78.23	60	
14	16	110.44	126.03	22.08	33.75	92.10	50	
15	16	126.12	141.69	21.98	33.75	74.88	50	
16	8	142.50	157.08	43.65	45.00	97.28	50	
17	8	157.17	175.70	39.99	45.00	52.71	50	

Phoswich NE102 - NE115									
N° cour.	Nb modules	θ_{min} (deg)	θ_{max} (deg)	$\Delta\varphi$ (deg)	φ_0 (deg)	$\Delta\Omega$ (msr)	e_{NE102} (mm)	e_{NE115} (mm)	d (mm)
1	12	2.00	3.00	30.00	30.00	0.37	0.50	250	1300

- θ : angle polaire. e : épaisseur du détecteur.
 $\Delta\varphi$: ouverture azimutal. d : distance à la cible.
 φ_0 : angle azimutal moyen du 1^{er} secteur dont la numérotation
suit le sens des aiguilles d'une montre.
 $\Delta\Omega$: angle solide du détecteur.

TAB. 1.2 – INDRA en quelques chiffres.

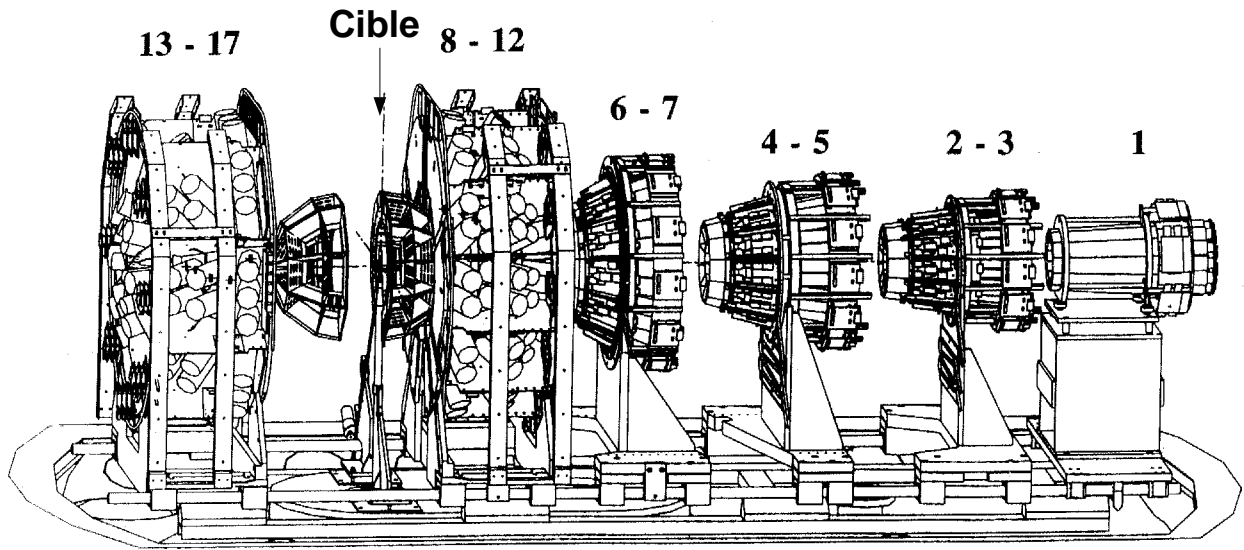


FIG. 1.2 – Aperçu des 6 structures supportant les différentes couronnes d'INDRA. Passage de la cible entre les couronnes 12 et 13.

1.3 Caractéristiques des différents détecteurs

L'association de plusieurs types de détecteur permet d'identifier par la traditionnelle méthode $\Delta E - E$ les produits de réaction ayant des caractéristiques en charge et en énergie différentes. Pour que l'identification de la particule soit possible, il est nécessaire que le premier étage de détection soit franchi. Le choix d'un détecteur à gaz pour ce premier niveau est la grande originalité d'INDRA. La conception et la réalisation de ces derniers ont été assurées par les physiciens et les services techniques du D.A.P.N.I.A. (C.E.A.).

1.3.1 Les Chambres à Ionisation

La couverture de l'espace, entre 3° et 176° , par 96 chambres à ionisation, est réalisée au moyen de 5 structures mécaniques supportant les couronnes 2-3, 4-5, 6-7, 8-12, 13-17 (cf. fig. 1.2). L'emploi de chambres à symétrie axiale permet de réduire les zones mortes de détection, l'épaisseur des parois de séparation étant voisine du mm. Au sein de chaque structure, les chambres, communes à 1 ou 2 couronnes d'INDRA forment un ensemble de 12 (couronnes 2-3, 4-5, 6-7, 8-9, 10-11, 12) ou 8 (couronnes 13, 14-15, 16-17) cellules indépendantes de 50 mm d'épaisseur, centrées sur la position de la cible à une distance variable selon la structure de 654 à 120 mm (cf. tab. 1.2).

Lorsqu'une particule traverse une ChIo, elle ionise le gaz le long de sa trajectoire. Les électrons dérivent vers l'anode sous l'action du champ électrique longitudinal, créé par un réseau d'anneaux de Cu. A 5 mm de l'anode, est placée une grille, constituée de fils de Cu-Be de 50 μm espacés de 5 mm, assurant une transparence géométrique de 99%. La présence de cette grille assure une meilleure collection des charges et ce, quelle que soit la trajectoire de la particule dans la cellule, et améliore, ainsi, la résolution en charge des chambres (cf. fig. 1.3). Les champs appliqués sont de 0.9 V/cm.mbar

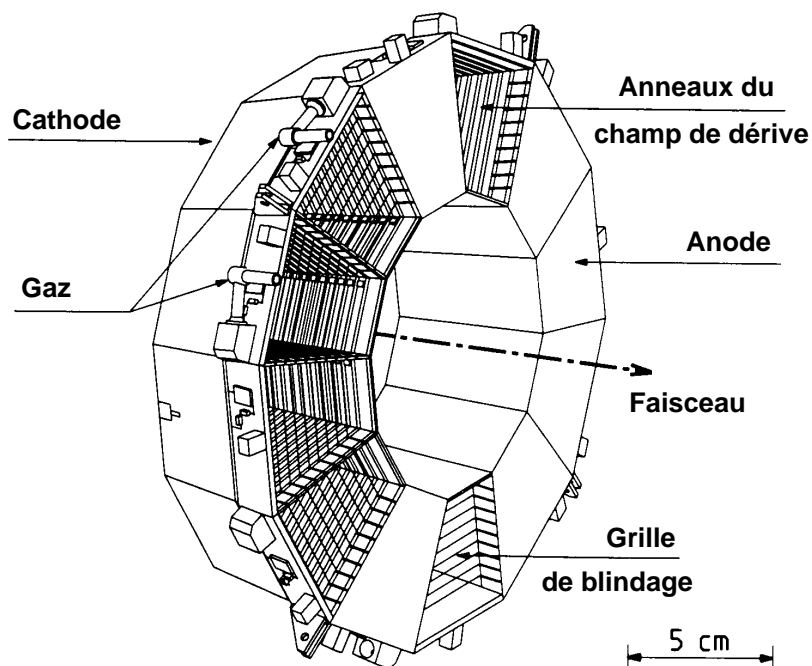


FIG. 1.3 – Vue éclatée des chambres à ionisation des couronnes 4-5. Certaines anodes sont absentes pour découvrir les anneaux du champ de dérive et la grille de blindage.

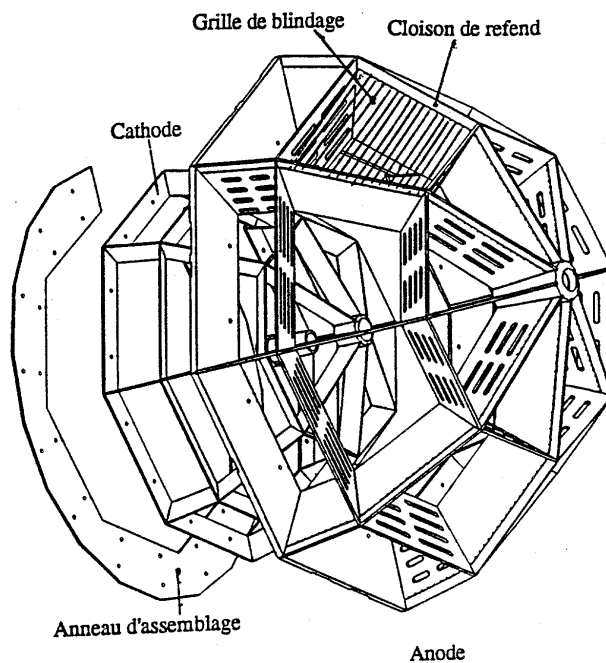


FIG. 1.4 – Aperçu des couronnes 13-17 où sont montées 24 ChIo. La structure comprend deux supports mécaniques indépendants pour la cathode et l'anode.

Faisceau	Pression (mbar)				HT cible (kV)
	2-5	6-7	8-12	13-17	
³⁶ Ar	49	49	30	a.	24
¹²⁸ Xe	30	30	20	20	24
¹⁵⁵ Gd	30	30	20	20	24

TAB. 1.3 – Pression dans les chambres à ionisation durant la campagne 93. Notons que les ChIo 13-17 n'étaient pas montées pendant le faisceau ³⁶Ar.

(cathode-grille) et de 7 V/cm.mbar (grille-anode), valeurs éloignées des seuils de claquage.

La face d'entrée des ChIo est un film de Mylar aluminisé, de 2.5 μm d'épaisseur, constituant la cathode commune à toutes les cellules d'une même structure (cf. fig. 1.4). La face de sortie, constituée également d'une feuille de Mylar de 2.5 μm , forme l'anode, propre à chaque cellule, connectée à un préamplificateur de charge délivrant des impulsions de 20 mV/MeV, proportionnelles à l'énergie déposée dans le gaz C₃F₈.

Chaque structure possède sa propre circulation de gaz. Le C₃F₈ a été choisi pour son poids moléculaire (~ 188 g/mole) et ses facilités d'utilisation (faible toxicité et résistance à la chaleur). Il est renouvelé toutes les 20 min. Par ailleurs, le C₃F₈ permet un fonctionnement à basse pression entre 20 et 50 mbar (voir tab. 1.3) tout en maintenant une bonne résolution par rapport aux gaz plus légers.

Lorsque la cible est bombardée par le faisceau, des gerbes d'électrons sont émises perturbant le fonctionnement des ChIo et détériorant leur résolution comme le montre la figure 1.5. Pour éliminer ces électrons parasites, une haute tension positive de 25 à 35 kV est appliquée sur le porte-cible. Cette solution présente l'avantage de ne pas détériorer les seuils de détection.

L'emploi de détecteurs gazeux conduit à des seuils de l'ordre du MeV/nucléon, énergie nécessaire pour franchir le premier étage d'INDRA. Les fragments lents sont identifiés en utilisant l'énergie résiduelle déposée dans le second étage, constitué d'un détecteur Si, de 3° à 45°, ou d'un scintillateur CsI au-delà de 45°.

1.3.2 Les détecteurs Silicium

Les 180 détecteurs Si fournissent aux couronnes avant d'INDRA (3°-45°) la résolution et la dynamique en énergie nécessaire pour l'identification des fragments lents d'une part, en association avec les ChIo, et des fragments rapides d'autre part, en association avec les CsI.

Afin de minimiser les zones mortes des supports, tout en augmentant la granularité, plusieurs détecteurs, 3 (couronnes 2-3) ou 4 (couronnes 4-5, 6-7, 8-9), sont implantés sur une même pastille de Si de 300 μm d'épaisseur dont la surface épouse les dimensions de la ChIo placée devant. Le procédé de fabrication utilisé se fonde sur la technologie PLANAR qui permet de contrôler précisément le dépôt des impuretés (B et As) et l'homogénéité de la surface des détecteurs (cf. thèse de A. Ouatzierga [31]).

Une particularité des Si d'INDRA est qu'il sont montés en inverse. Leur face d'entrée est mise à la masse afin d'éviter un effet de capacité avec la ChIo, source

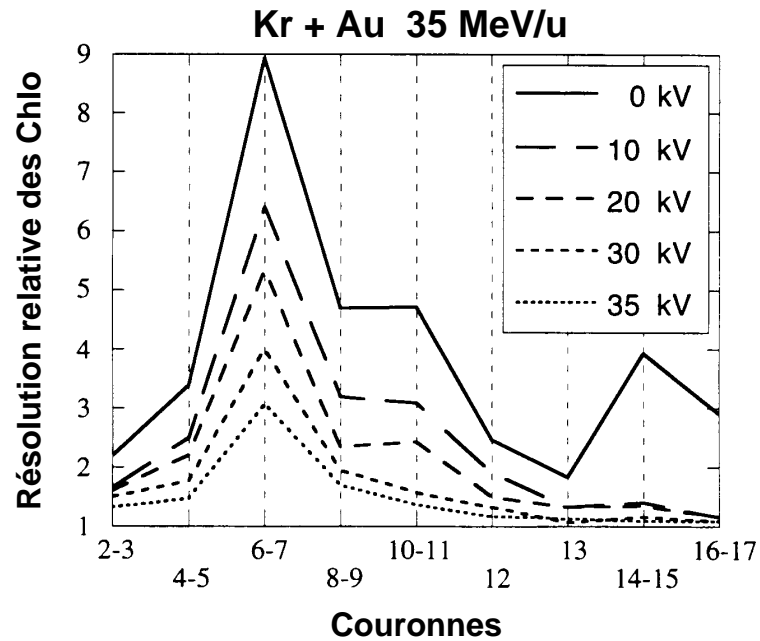


FIG. 1.5 – Résolution relative des ChIo mesurée sur un pic générateur pour différentes valeurs de haute tension appliquées sur le porte-cible. La largeur de référence du pic générateur est obtenue sans faisceau.

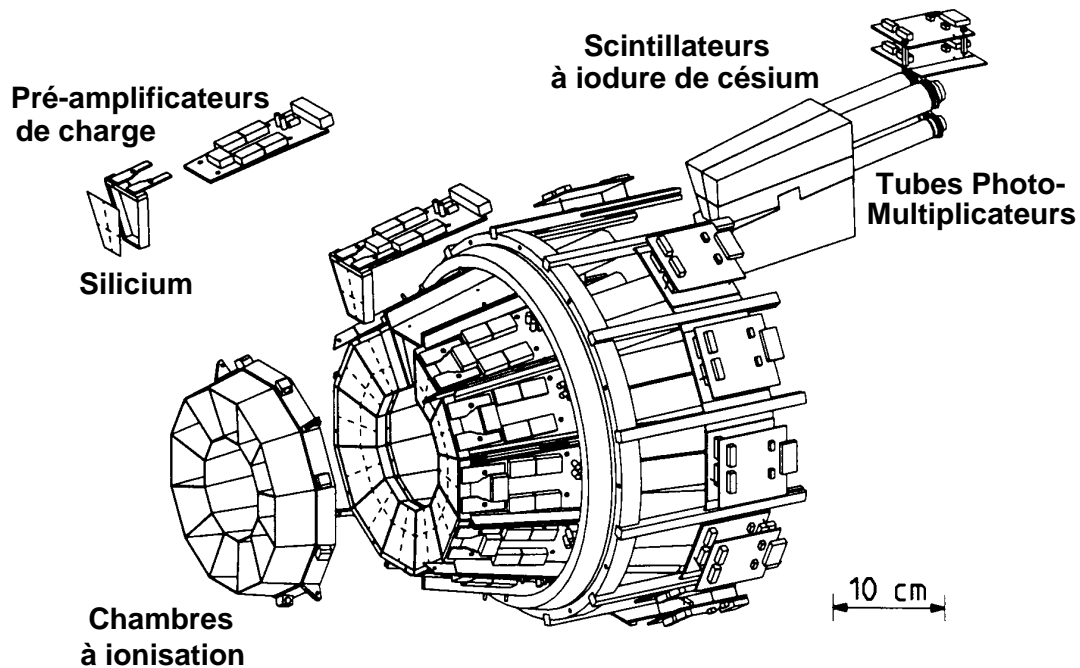


FIG. 1.6 – Les modules de détection des couronnes 4-5: 12 ChIo, 48 Si et 48 CsI.

de diaphonie entre les détecteurs. Les particules chargées pénètrent dans les Si dans une région où l'intensité du champ électrique est faible. Aussi, les détecteurs Si sont-ils surpolarisés de manière à obtenir une collection rapide et uniforme des charges dans le volume de détection. Cependant, des problèmes liés aux défauts de collection sont attendus pour les fragments lourds de basse énergie s'arrêtant dans les Si. Ces défauts ont été étudiés [30] et font l'objet de corrections (cf. thèses de A. Ouatzerga [31] et P. Ecomard [32]).

L'électronique de préamplification des Si, est située comme celle des ChIo à quelques cm des détecteurs. Elle délivre des signaux proportionnels à l'énergie déposée de 2 mV/MeV sur une dynamique de 10 V.

1.3.3 Les scintillateurs à iodure de césium

Les 324 scintillateurs CsI(Tl) constituent le dernier étage de détection d'*INDRA*. Ils sont chargés d'arrêter les produits de réaction les plus rapides. Leurs épaisseurs varient selon la couronne, de 138 à 50 mm, en fonction de la distribution angulaire de l'énergie des protons attendue pour des collisions autour de 100 MeV/nucléon.

Chaque CsI est isolé optiquement de ses voisins par des couches de matériaux diffusants (Téflon) et réfléchissants (Mylar aluminisé). La fenêtre de sortie du cristal est en contact, via une colle optique, avec un tube photomultiplicateur (PM), dont certains modèles (8 étages) ont été spécialement conçus pour *INDRA*. La taille des cristaux est optimisée pour limiter les pertes de lumière et éviter l'emploi de guides. L'efficacité ainsi que l'uniformité de scintillation des cristaux d'*INDRA* ont fait l'objet d'une attention particulière [30].

Connaissant le dépôt d'énergie (ΔE) dans l'étage inférieur (Si ou ChIo), la mesure de l'énergie résiduelle (E) laissée dans le CsI permet d'identifier les fragments avec une résolution qui dépend en partie du ΔE . Par ailleurs, le spectre de fluorescence des CsI possédant deux composantes sensibles à la nature de la particule qui traverse le détecteur, l'analyse en forme du signal des PM permet ainsi l'identification isotopique des particules légères chargées de l'hydrogène au béryllium.

Si les CsI possèdent de nombreuses qualités, comme un grand pouvoir d'arrêt et un coût de mise en œuvre modeste, ils présentent le défaut d'avoir une réponse non linéaire en fonction de la charge et de la masse des particules détectées. Leur étalonnage en énergie nécessite par conséquent un soin particulier. L'étalonnage des CsI des couronnes avant (2-9) est obtenu à l'aide de faisceaux secondaires de particules légères produits par fragmentation sur une cible épaisse de ^{12}C (cf. thèse de N. Marie [33]). Pour les fragments de masse intermédiaire, une telle mesure directe est impossible; aussi a-t-on recours à l'énergie déposée dans le détecteur silicium, pour calculer à l'aide des tables de pertes d'énergies, en connaissant la charge de la particule, l'énergie laissée dans le CsI (cf. § 2.1.3). Cette procédure est validée par l'excellente résolution et la bonne linéarité de réponse des Si, elle nécessite cependant une connaissance précise de l'épaisseur de ces derniers garantie par le procédé de fabrication.

Aux angles arrière, la dynamique en énergie des fragments étant réduite, l'emploi des détecteurs silicium ne se justifie plus en raison du coût de la multiplication des voies électroniques. Aussi, pour les besoins des étalonnages des CsI, chaque cou-

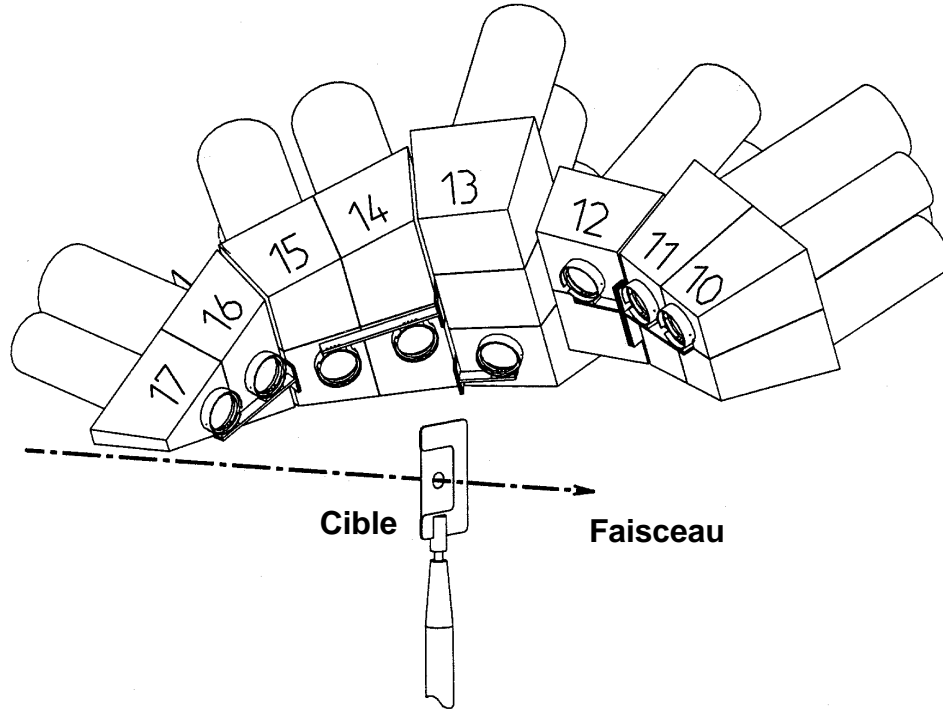


FIG. 1.7 – *Télescopes étalons installés sur les couronnes 10-12 et 13-17.*

ronne (10-12 et 13-17) est-elle équipée d'un module étalon (cf. fig. 1.7). Ces 8 modules particuliers sont constitués d'un télescope, associant un silicium mince de $80\ \mu\text{m}$ et un Si(Li) de 2 mm d'épaisseur, inséré entre la chambre et le CsI qui se trouve ainsi partiellement occulté. L'introduction du télescope détériore légèrement l'efficacité du module ($\sim 20\%$). La chaîne de préamplification des télescopes est identique à celle des détecteurs silicium. L'étalonnage en énergie des CsI se fait selon la technique exposée précédemment, les spectres des CsI étant ajustés sur le spectre de référence établi avec le module étalon.

1.3.4 Les Phoswichs

Les 12 phoswichs de la première couronne d'*INDRA* se composent d'une superposition de 2 plastiques scintillants :

- Un plastique rapide NE102 ($\tau \sim 2.4\ \text{ns}$), de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, utilisé pour la mesure du ΔE .
- Un plastique lent NE115 ($\tau \sim 240\ \text{ns}$), ayant une épaisseur de 25 cm, pour la mesure de l'énergie résiduelle (E).

Comme pour les CsI, chaque scintillateur est isolé optiquement. La collection de lumière vers le photomultiplicateur, collé sur la face de sortie du NE115, est améliorée par l'ajout d'une feuille de Mylar aluminisée sur la face d'entrée du plastique mince NE102. L'intégration du signal sur deux échelles de temps permet d'extraire, dans le même temps, l'énergie déposée dans le plastique rapide et l'énergie totale, ces deux informations permettant d'en déduire le numéro atomique de la particule incidente. La

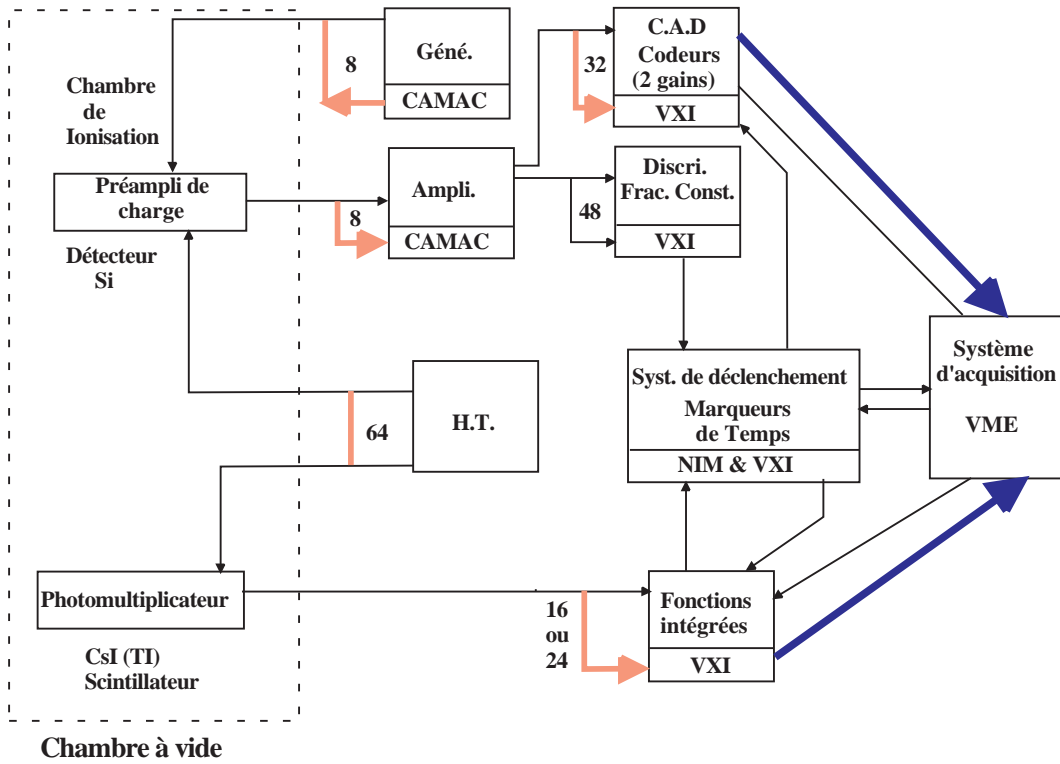


FIG. 1.8 – Représentation schématique de l'électronique d'INDRA. Les chiffres indiqués renvoient au nombre de voies des modules électroniques.

qualité de l'identification dépend de l'épaisseur du NE102, un compromis est réalisé vis à vis des seuils de détection [34]. Un tel dispositif assure une grande dynamique de détection (~ 200 MeV pour les protons jusqu'à 5 GeV pour ^{84}Kr) avec des seuils raisonnables (~ 6 MeV/A pour les particules légères jusqu'à 23 MeV/A pour ^{84}Kr) pour ces détecteurs situés très à l'avant.

1.4 L'électronique d'INDRA

Un grand ensemble de détecteurs, couvrant une large dynamique en énergie, implique une électronique intégrée très performante reposant sur l'adoption d'un nouveau standard, le *bus* VXI⁴. Il permet de regrouper de nombreuses fonctions au sein d'une carte, réduisant de façon significative le nombre de connexions et la taille des modules électroniques. En outre, le *bus* VXI est compatible avec le système d'acquisition du G.A.N.I.L. fondé sur le VME. Il offre la possibilité de régler et de contrôler l'électronique d'INDRA à distance, via un support informatique (station de travail VAX), assurant ainsi l'automatisation d'un grand nombre de tâches. Par ailleurs, un multiplexage des voies permet l'inspection à l'oscilloscope de signaux analogiques et logiques depuis la salle de commande, sans avoir besoin d'intervenir physiquement sur les cartes électroniques situées à proximité de la chambre à réaction.

4. VME eXtension for Instrumentation

Comme le montre la figure 1.8, l'électronique d'INDRA comporte deux parties traitant les signaux provenant des chambres à ionisation et des détecteurs silicium d'une part, et ceux provenant des scintillateurs d'autre part.

1.4.1 Les chambres à ionisation et les détecteurs silicium

Pour allier une grande dynamique de détection à une bonne résolution, il est nécessaire de contrôler le bruit électronique à un bas niveau ($\sim 1\text{mV}$) en plaçant les préamplificateurs de charge (PA) au voisinage des détecteurs et en assurant une protection des signaux (mise à la masse et blindage) jusqu'aux amplificateurs (CAMAC) et aux codeurs (VXI). La puissance totale dégagée par les PA ($\sim 120\text{ W}$) a nécessité un système de refroidissement à eau pour stabiliser la température des structures autour de 20°C .

Les besoins d'INDRA ont conduit à la réalisation d'amplificateurs spécifiques, à bas niveau de bruit et à faible gain, qui délivrent un signal dont la largeur est indépendante de l'amplitude, permettant un codage en charge sur la totalité du signal. Les codeurs de charge (CAD) offrent une dynamique de mesure et une résolution plus grande que les codeurs en amplitude traditionnels, ainsi qu'un déficit balistique plus faible [30]. Les signaux sont intégrés sur deux gains puis codés sur 12 bits (4096 canaux). Le *petit gain* (PG) offre la dynamique la plus large $\sim 4\text{ GeV}$, avec une dispersion $\sim 1\text{ MeV/canal}$, alors que le *grand gain* (GG) a une dynamique plus restreinte $\sim 250\text{ MeV}$, avec la pleine dispersion $\sim 80\text{ keV/canal}$. Cette technique utilisant deux gains différents est parfaitement adaptée au traitement des signaux venant des Si.

La stabilité de la chaîne électronique et la linéarité des codeurs sont contrôlées durant l'expérience à l'aide de générateurs d'impulsions (CAMAC) connectés aux PA. Nous aurons l'occasion de revenir sur le rôle joué par ce dispositif lors du prochain chapitre.

Enfin, les amplicateurs délivrent une impulsion rapide vers les *Discriminateurs à Fraction Constante* (DFC), qui sert de signal de départ pour les *Marqueurs de Temps* (MT), à établir la logique de l'acquisition et à ouvrir les portes des différents codeurs (CAD). La résolution des marqueurs de temps, $\sim 10\text{ ns}$, ne permet pas de mesure de temps de vol. Ils témoignent du synchronisme des signaux avec le passage du faisceau pulsé toutes les $\sim 100\text{ ns}$ afin d'estimer le taux de coïncidences fortuites.

1.4.2 Les scintillateurs

Le nombre élevé de scintillateurs (336 signaux de PM) conduit à l'abandon du CAMAC au profit de l'intégration des différentes fonctions (discriminateurs, codeurs) dans des modules VXI.

Le codage en charge des CsI est réalisé sur deux intervalles de temps : une première porte de $0.4\text{ }\mu\text{s}$, pour la mesure de la *composante rapide* (R), suivi $1.2\text{ }\mu\text{s}$ plus tard, d'une seconde porte de $1.5\text{ }\mu\text{s}$, pour la *composante lente* (L). Cette analyse en forme du signal (R-L) permet d'identifier les différents isotopes de l'hydrogène (p, d, t), de l'hélium (^3He , ^4He , ^6He), du lithium (^6Li , ^7Li , ^8Li) et du béryllium (^7Be , ^9Be). Cette

séparation isotopique dépend de l'énergie des particules, elle est encore possible pour les isotopes de l'hydrogène (p, d, t), à très basse énergie, en utilisant le signal des Si.

Un codage analogue est fait sur les signaux des phoswichs avec des fenêtres de temps différentes : une porte de 30 ns pour la mesure du ΔE (NE102) et une porte de 800 ns pour l'intégration complète du signal, destinée à la mesure de l'énergie (cf. thèse de V. Métivier [35]).

L'ensemble des scintillateurs est connecté à un LASER par un réseau de fibres optiques. Ce dernier permet le contrôle de la stabilité de l'électronique et des gains des photomultiplicateurs qui varient avec la température (pour les détails de cette surveillance, voir la thèse de A. Ouatizerga [31]).

1.4.3 Déclenchement et Acquisition

Le déclenchement du système d'acquisition fonctionne dans un mode asynchrone. En effet, l'analyse des signaux logiques des DFC, conduisant à la prise de décision, s'effectue simultanément pendant le traitement des signaux analogiques venant des détecteurs. Les signaux physiques sont stockés au niveau des intégrateurs pendant une durée qui n'excède pas la μs . Si le déclenchement est accepté, un ordre de validation est envoyé, le signal est alors digitalisé (CAD) puis enregistré. Dans le cas contraire, une mise à zéro s'opère et la chaîne électronique est disponible pour un nouvel événement.

Le critère de déclenchement est basé sur un nombre de modules touchés en coïncidence. Les signaux des 336 modules d'INDRA sont regroupés pour donner 8 signaux de multiplicité, associés aux couronnes 1, 2-3, 4-5, 6-7, 8-9, 10-11, 12 et 13-17, qui sont comparés à la configuration programmée. Le déclenchement peut alors se faire sur l'ensemble ou une partie du détecteur. A cet égard, des modes particuliers de déclenchement, limités à certaines couronnes, sont opérés pour les besoins des étalonnages. Durant la campagne 1993, la multiplicité de déclenchement (M_d), sur l'ensemble du détecteur, variait selon le système étudié :

$$\begin{aligned} {}^{36}\text{Ar} & : M_d=3 \text{ de } 32 \text{ à } 84 \text{ MeV/A, } M_d=4 \text{ à } 95 \text{ MeV/A.} \\ {}^{128}\text{Xe} & : M_d=4. \\ {}^{155}\text{Gd} & : M_d=4 \text{ ou } 8. \end{aligned}$$

Le système d'acquisition du G.A.N.I.L., piloté par le VME, est relié à un VAX par une liaison optique. Le taux d'acquisition dépend du système étudié : typiquement voisin de 400 événements par seconde pour une multiplicité moyenne de 20 particules avec un temps mort de 20%. Les événements sont enregistrés sur des supports magnétiques. Par ailleurs, le VAX alloue une capacité de 128 Mo de mémoire, pour la visualisation en ligne des spectres de contrôle et des matrices d'identification, sur les stations de travail de la salle de commande. Une description détaillée du système de déclenchement, de l'acquisition et du contrôle des commandes figure dans la thèse de V. Métivier [35].

Pour conclure cette partie sur l'électronique du détecteur, citons les deux articles de J. Pouthas et al., auxquels nous nous référons fréquemment, traitant des caractéristiques techniques des détecteurs [30], et des nombreux développements réalisés au niveau de l'électronique [36].

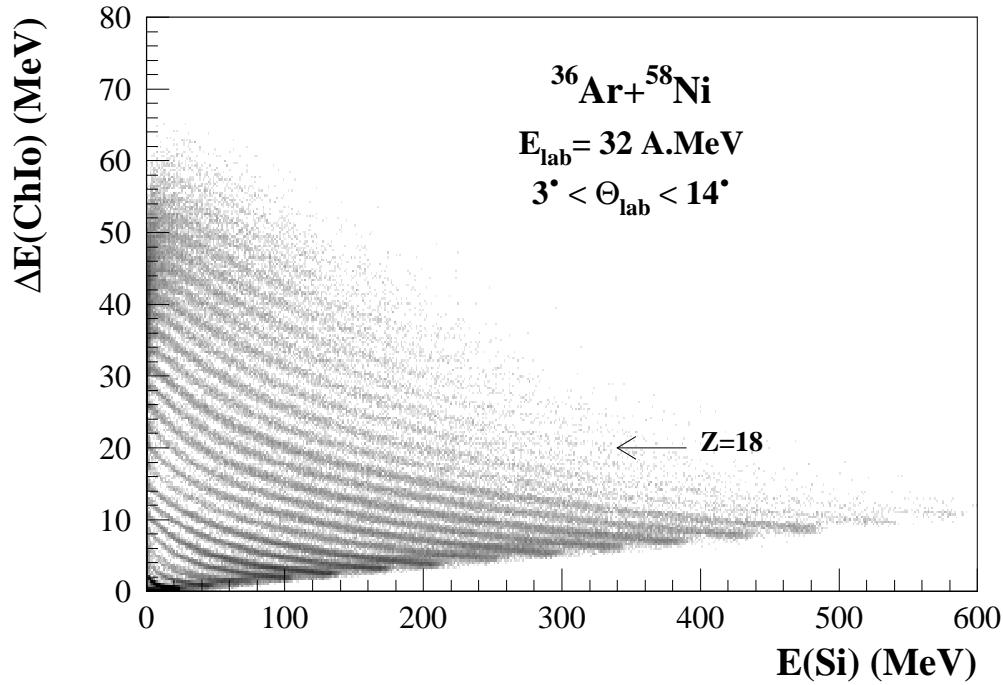


FIG. 1.9 – Matrice d'identification ChIo-Si des couronnes 2-5.

1.5 Exemples de matrices d'identification

Les matrices d'identification, construites à partir des signaux délivrés par les différents étages de détection d'*INDRA*, sont une bonne illustration des performances obtenues avec ce détecteur. Dans les exemples qui suivent, de nombreuses superpositions de spectres sont présentées, témoins de l'homogénéité et de la stabilité de la réponse des détecteurs et de leur électronique au cours de la campagne de prise de données.

La figure 1.9 montre une matrice d'identification obtenue en portant, pour chaque particule détectée, l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation (50 mbar de C_3F_8) en fonction de l'énergie laissée dans le détecteur silicium. Cette matrice est le résultat de la superposition des 84 modules de détection des 4 premières couronnes d'*INDRA*. Chaque ligne correspond à un ion de numéro atomique donné (Z) qui s'est arrêté dans le Si (cf. § 2.1.1). Pour avoir une idée de la dynamique de l'identification en charge, nous avons libellé la ligne de Z correspondant au projectile ($Z = 18$) de la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$. On identifie ainsi très bien les particules légères ($Z = 1$, $Z = 2$) et les fragments jusqu'au $Z \sim 25$ avec des seuils voisins du MeV/nucléon. Dans le prochain chapitre, nous reviendrons sur la façon dont les différents produits de réaction sont identifiés dans ces matrices. Au-delà de 45° , l'identification des fragments est réalisée avec les modules ChIo-CsI. Du fait de la pression de C_3F_8 plus faible (30 mbar) dans ces détecteurs, la précision de l'identification est moins bonne aux angles arrière mais suffisante pour déterminer correctement la charge des particules et des fragments légers de basse énergie (cf. thèse de M. Squalli [37]).

Une matrice Si-CsI, obtenue pour le système Ar+Ni, en superposant plusieurs

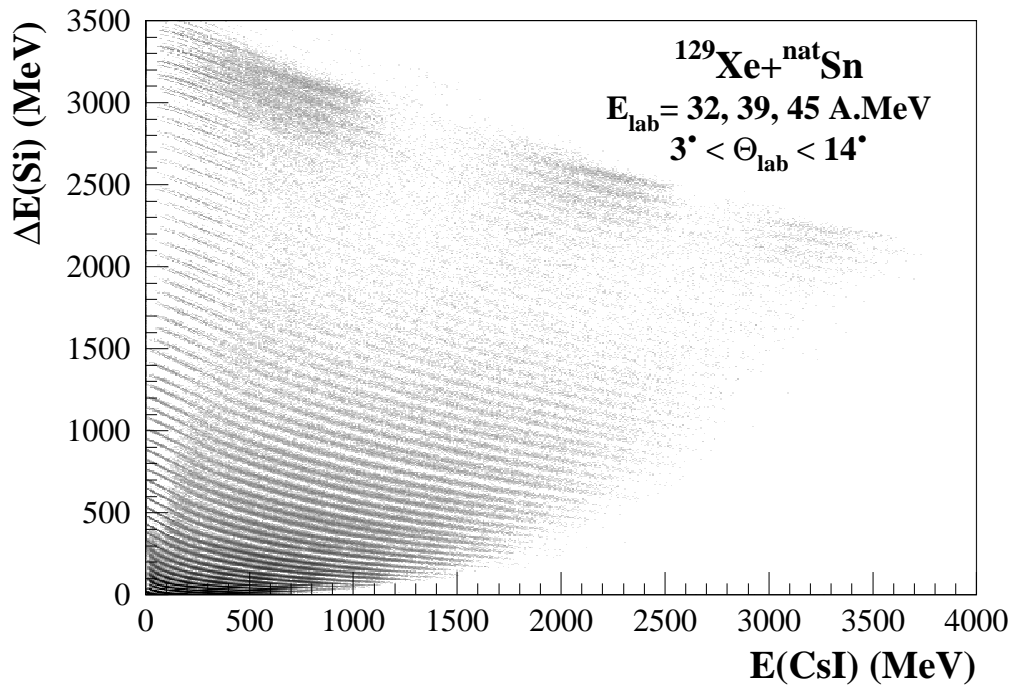
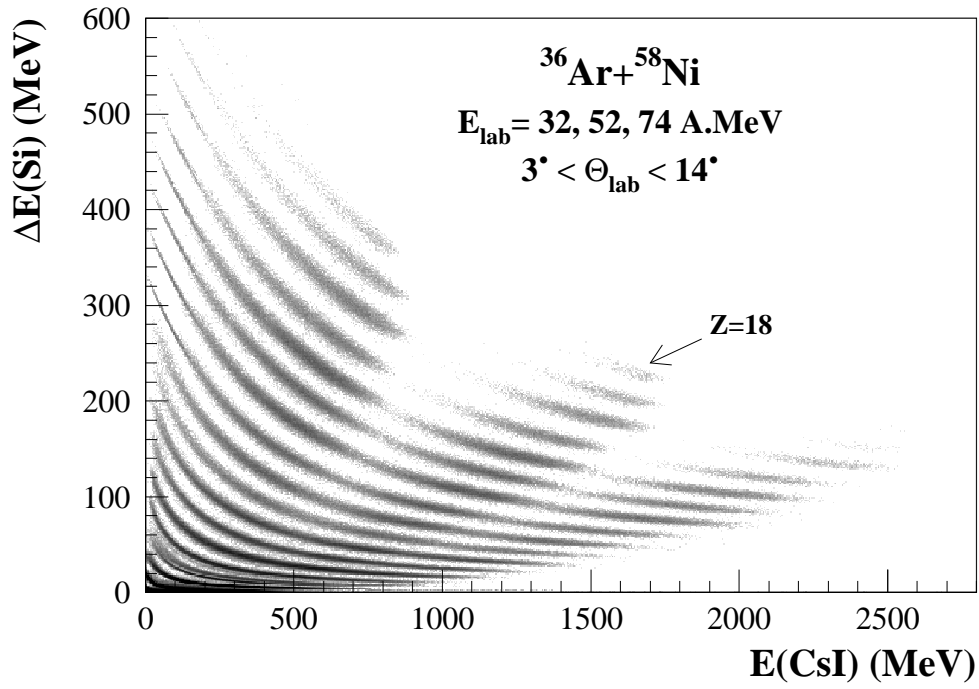


FIG. 1.10 – Matrices d'identification Si-CsI des couronnes 2-5.

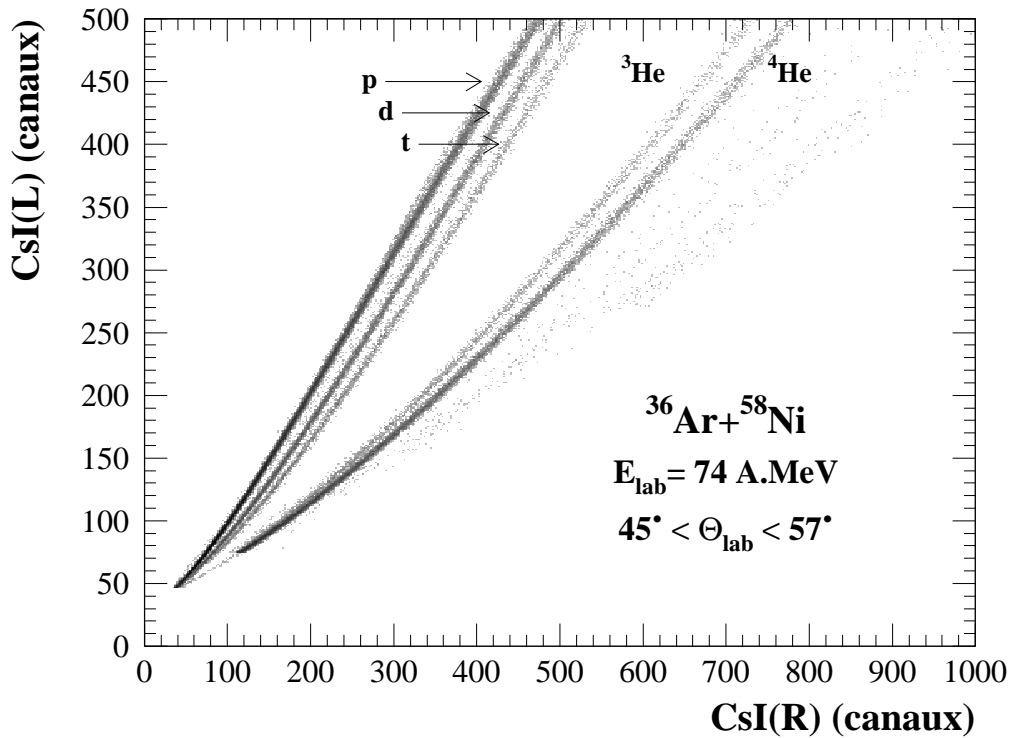


FIG. 1.11 – Diagramme R-L pour un CsI de la couronne 10.

énergies de bombardement, est présentée sur la figure 1.10. La continuité des lignes de Z montre la stabilité des étalonnages sur de longues prises de données. Un autre exemple de carte Si-CsI, pour le système Xe+Sn, fournit une bonne illustration de la dynamique en énergie couverte par les détecteurs et de l'excellente résolution en charge obtenue avec la méthode ΔE -E. Les particules légères, laissant quelques MeV dans le Si, sont identifiées sur le *grand gain*, alors que les fragments lourds jusqu'au Xe ($Z = 54$), déposant quelques GeV dans les détecteurs, sont identifiés avec le *petit gain*.

Enfin, les particules légères traversant le Si, sont identifiées sans ambiguïté en charge et en masse dans les CsI, en portant la composante lente (L) en fonction de la composante rapide (R) de chaque détecteur. Chaque ligne de la figure 1.11 correspond à un isotope de l'hydrogène (p, d, t) et de l'hélium (^3He , ^4He). Pour certains détecteurs situés à l'avant, lorsque la statistique le permet, les lignes d'identification sont visibles jusqu'aux isotopes du béryllium. Pour améliorer la séparation des isotopes dans la région de basse énergie, entre 3° et 45° , le signal Si(GG) est combiné linéairement avec la composante rapide du CsI conduisant à une nouvelle matrice d'identification R-L (cf. thèse de J. Benlliure [38]). Les isotopes de l'hydrogène sont séparés, de cette manière, jusqu'à des énergies de ~ 5 MeV.

Pour conclure, cette présentation générale a montré que le détecteur *INDRA* est un outil très performant, spécifiquement conçu pour l'étude des modes de désexcitation des noyaux chauds formés aux énergies du G.A.N.I.L.. *INDRA* est fondé sur une ar-

chitecture originale basée sur l'emploi de chambres à ionisation associées aux techniques de détection traditionnelles que sont les détecteurs silicium et les scintillateurs à iodure de césium. Ce dispositif allie une grande efficacité de détection (couverture géométrique, granularité) à une excellente capacité d'identification des différents produits de réaction. Les produits lents sont identifiés jusqu'au $Z = 25$ avec des seuils voisins du MeV/nucléon, alors qu'une séparation isotopique des particules légères chargées (p, d, t, ^3He , ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li , ...), ainsi qu'une identification en charge des fragments jusqu'au $Z = 54$, sont obtenues pour les produits rapides.

Chapitre 2

Étalonnage et Identification

Derrière les matrices d'identification que nous venons de voir, se cache un travail de plusieurs mois rendu parfois fastidieux en raison des nombreux systèmes étudiés durant cette campagne, ce qui implique un contrôle régulier du bon fonctionnement des détecteurs. Ce travail de dépouillement vise à convertir les données brutes, enregistrées sur bandes magnétiques, en données physiques telles que la charge (Z), éventuellement la masse (A), l'énergie déposée dans les différents étages de détection que la particule a traversés afin d'en déduire son énergie incidente, sans oublier leur position donnée par les angles des modules de détection (θ, φ).

Ce chapitre n'a pas pour ambition d'exposer l'ensemble des procédures qui conduit à ce résultat mais de présenter la contribution de notre équipe à ce travail collectif que représente le programme général *VEDA* (pour Voir, Etudier, Découvrir Avec ... *IN-DRA*). Aussi nous intéresserons-nous plus particulièrement aux identifications dans les modules ChIo-Si, qui nécessitent au préalable un étalonnage en énergie des détecteurs, pour lequel un programme de calcul de pertes d'énergie a été spécifiquement conçu, travail d'E. De Filippo durant son séjour de post-doctorat dans notre groupe.

2.1 Calcul de pertes d'énergie

2.1.1 Généralités

Lors de la traversée de la matière, une particule chargée cède progressivement, par interaction coulombienne, une partie de son énergie cinétique aux électrons du milieu, conduisant à des processus d'excitation ou d'ionisation. Lorsque l'énergie transférée aux électrons est grande ($E > 100$ eV), ils sont à l'origine d'ionisations secondaires, responsables de la chevelure, observée dans une émulsion, au voisinage de la trace laissée par l'ion incident (rayons δ).

La perte d'énergie par unité de longueur dans le milieu ralentisseur, encore appelée pouvoir d'arrêt (S), dépend de la charge (z), de la vitesse (β) de l'ion incident et des caractéristiques du matériau (Z/A , densité ρ , potentiel d'ionisation moyen : $I \approx 16 Z^{0.9}$ eV), dont une expression relativiste est donnée par la formule de Bethe et

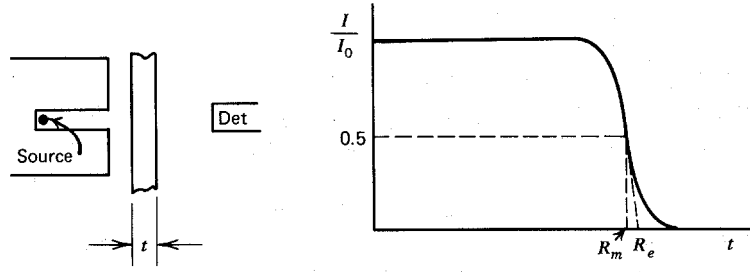


FIG. 2.1 – Définition du parcours moyen R_m (d'après [39]).

Bloch [39, 40] :

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 \mathcal{N}_A \rho}{m_e c^2} \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(2m_e c^2 \frac{\beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

où les quantités \mathcal{N}_A , e et m_e sont respectivement le nombre d'Avogadro, la charge et la masse de l'électron, et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ le coefficient relativiste. Aux énergies du G.A.N.I.L. ($\gamma < 1.3$), le terme entre crochets de l'expression 2.1.1 peut être considéré comme une constante. Le pouvoir d'arrêt varie alors, dans la limite classique ($\gamma \rightarrow 1$), comme l'inverse de l'énergie, proportionnellement au carré de la charge incidente :

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{z^2}{\beta^2} \approx z^2 \frac{m}{2E} \quad (2.2)$$

Cette propriété est le fondement des identifications par la méthode $\Delta E - E$, associant un détecteur mince (Δx) pour la mesure du dépôt d'énergie (ΔE), et un détecteur épais pour la mesure de l'énergie résiduelle (E). Chaque ligne de z d'un diagramme $\Delta E - E$ forme une hyperbole correspondant à un ion incident donné (cf. fig. 1.9).

Dans un milieu homogène, une particule chargée dépose de plus en plus d'énergie, au fur et à mesure qu'elle ralentit, entraînant une perte d'énergie maximale en fin de parcours (courbe de Bragg). Dans cette région de basse énergie, l'ion se neutralise, conduisant à une diminution rapide du pouvoir d'arrêt du milieu. Les collisions nucléaires, bien que relativement rares au regard des collisions noyau-électron, apportent alors une contribution non négligeable aux pertes d'énergie dues aux effets de recul.

D'un point de vue expérimental, il est utile de définir le parcours moyen (R) d'un ion dans un matériau. Il est relié théoriquement au pouvoir d'arrêt (S) par une intégration sur l'énergie, en supposant une trajectoire linéaire de l'ion dans la matière (faibles diffusions multiples) :

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} S^{-1} dE \quad (2.3)$$

Pour s'affranchir des problèmes rencontrés à basse énergie, le parcours moyen peut être considéré comme la somme de deux contributions :

$$R(E_0) = R(E_{min}) + \int_{E_{min}}^{E_0} S^{-1} dE \quad (2.4)$$

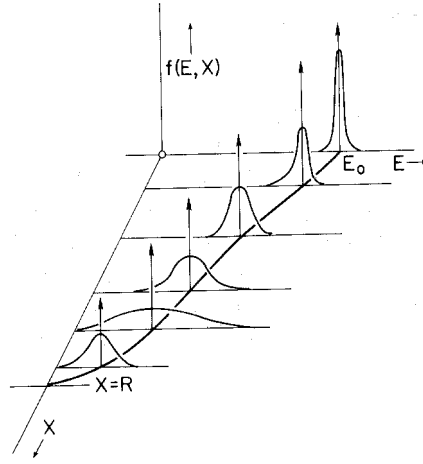


FIG. 2.2 – *Fluctuations de l'énergie de la particule dans le milieu (d'après [39]).*

Le terme de basse énergie $R(E_{min})$ étant déterminé de manière empirique, alors que le second terme est calculé à l'aide de l'équation 2.1.1. Cette méthode présente l'avantage qu'une incertitude sur $R(E_{min})$ conduit à une faible erreur sur le résultat final dans la mesure où l'essentiel du parcours est donné par l'intégrale.

Le parcours moyen est obtenu expérimentalement à partir des courbes d'intensité transmise d'un faisceau incident obtenues pour différentes épaisseurs de matériaux ralentisseurs (cf. fig. 2.1). Dans la région de Bragg, l'intensité transmise chute rapidement, le parcours moyen correspond alors à un rapport transmis de 0.5. Les fluctuations (« *straggling* »), observées autour de cette valeur moyenne, sont liées au nombre de collisions que la particule a subi dans la traversée du milieu. Ces processus aléatoires sont à l'origine des fluctuations sur l'énergie de la particule le long du chemin parcouru (cf. fig. 2.2).

2.1.2 Les tables

Le calcul de pertes d'énergie repose sur une relation entre le parcours moyen (R en mg.cm^{-2}) et l'énergie incidente (ε en MeV/u) d'un ion dans un milieu ralentisseur. La correspondance entre le parcours moyen et l'énergie est obtenue à l'aide d'une paramétrisation de la forme :

$$\log(R) = d_0 + d_1 \log(\varepsilon) + \dots + d_5 \log^5(\varepsilon) \quad (2.5)$$

$$\log(\varepsilon) = v_0 + v_1 \log(R) + \dots + v_5 \log^5(R) \quad (2.6)$$

Les coefficients ($d_0, \dots, d_5, v_0, \dots, v_5$) sont déterminés à partir de tables empiriques de pouvoirs d'arrêt (S en MeV/mg.cm^{-2}), obtenues pour différents projectiles et milieux ralentisseurs. L'hypothèse fondamentale, pour la construction de ces tables, est que le pouvoir d'arrêt d'un ion, animé d'une vitesse donnée, peut se déduire d'une courbe de référence, basée sur les données protons ou ^4He , au moyen d'une simple loi d'échelle :

$$\frac{S}{(\gamma Z)^2} = \frac{S_{ref}}{Z_{ref}^2} \quad (2.7)$$

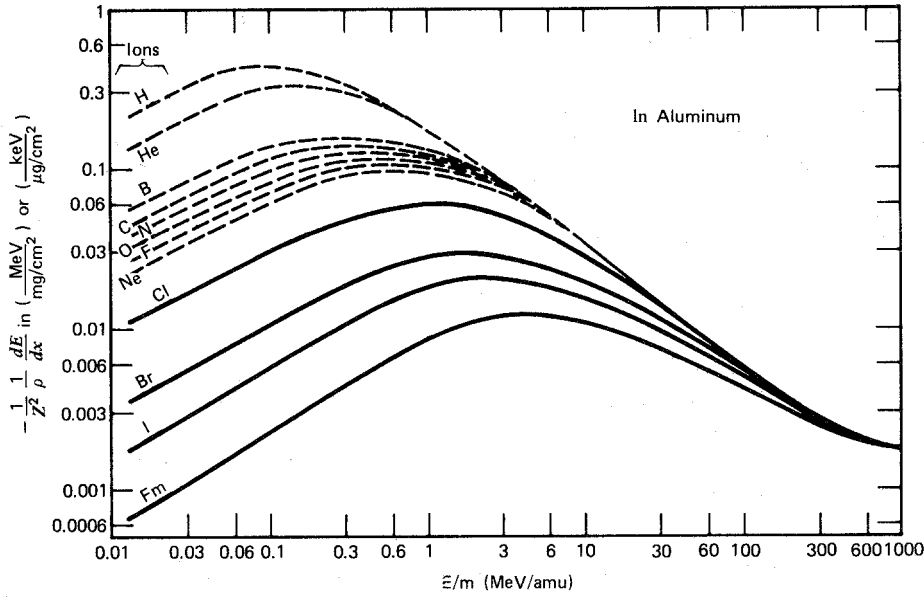


FIG. 2.3 – Pouvoirs d'arrêt normalisés dans l'aluminium (d'après [41]).

γZ est la charge effective de l'ion dans le milieu. Pour les grandes énergies par nucléon, comme le montre la figure 2.3, les pouvoirs d'arrêt normalisés suivent une courbe universelle ($\gamma^2 \sim 1$). Des déviations interviennent, à basse énergie, liées au processus de neutralisation dépendant de la charge (Z) et de la vitesse (β) de l'ion incident. Une paramétrisation de γ^2 proposée par Northcliffe et Schilling est [41] :

$$\gamma^2 = 1 + 1.85 \exp(-2\xi) \quad (2.8)$$

La probabilité de capture ξ d'un électron par le projectile est proportionnelle au rapport des vitesses des particules en interaction. Une estimation grossière de cette quantité est obtenue en utilisant la formule de Bohr, pour la vitesse de l'électron, qui fait apparaître explicitement la dépendance en fonction de la charge et de la vitesse de l'ion : $\xi \sim 137 \frac{\beta}{Z}$.

Northcliffe et Schilling ont publié des tables de parcours moyen pour différents ralentisseurs gazeux, solides et certains matériaux composites (Mylar) dont le domaine de validité est relativement restreint ($\varepsilon \leq 10$ MeV/u) [41]. Des travaux récents, menés par Hubert et al. [42], proposent des paramétrisations de γ^2 plus complexes, en fonction des charges du projectile, de la cible et de l'énergie par nucléon. Ces nouvelles tables, qui incluent des données de haute énergie jusqu'à 90 MeV/u, fournissent globalement un meilleur accord avec les mesures expérimentales de pouvoirs d'arrêt que les tables de Northcliffe et Schilling, notamment pour les ions lourds dans la région intermédiaire entre 3 et 10 MeV/u. Pour la partie basse énergie ($\varepsilon \leq 2.5$ MeV/u), les parcours moyens de Hubert et al. sont directement extraits des tables de Northcliffe et Schilling, d'où la décomposition suivante proposée par les auteurs :

$$R(\varepsilon_0) = R(2.5) + \int_{2.5}^{\varepsilon_0} S^{-1} dE \quad (2.9)$$

Mode	Entrée	Sortie
I	E_0	$\Delta E_i, E_{res}$
II	E_{res}	$\Delta E_i, E_0$
III	ΔE	E_{res}, E_0
IV	E_0	R

- E_0 Énergie incidente du projectile (en MeV ou MeV/u).
 ΔE_i Dépôts d'énergie dans les détecteurs et les feuilles de Mylar (en MeV).
 E_{res} Énergie résiduelle (en MeV).
 R Parcours moyen du projectile dans un matériau donné (en mg/cm²).

TAB. 2.1 – *Différents modes d'utilisation du programme de pertes d'énergie.*

Les parcours moyens sont tabulés pour différents matériaux solides (dont C, Si, Ni), en prenant comme référence le pouvoir d'arrêt des ⁴He jusqu'à 70 MeV/u, puis celui des protons au-delà, tout en gardant la même paramétrisation de la charge effective. Les tables de Hubert et al. n'étant établies que pour les ralentisseurs solides, nous avons eu recours à une paramétrisation différente de γ^2 pour les gaz légers, proposée par Bimbot [43], avec une prescription sur le numéro atomique ($6 \leq Z \leq 11$) que vérifie le C₃F₈. Enfin, les pouvoirs d'arrêt des protons sont extraits des tables de Janni [44], et ceux des alphas de la référence [45].

2.1.3 Le programme

Pour les besoins d'INDRA, 5 matériaux ralentisseurs ont été définis : un plastique NE102 (C₈H₈), le Mylar (C₁₀H₈O₄), le silicium, une cible (Ni) et le gaz (C₃F₈). Les parcours moyens des matériaux composés, qui ne figurent pas dans les tables, comme le NE102 ou le C₃F₈, sont calculés à partir des données établies pour leurs éléments constitutants (C, H, ...):

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^N \frac{n_i A_i}{R_i} \text{ avec } M = \sum_{i=1}^N n_i A_i \quad (2.10)$$

où A_i est le poids atomique de l'élément i , R_i son pouvoir d'arrêt.

De cette manière, il est possible de générer les parcours moyens des matériaux composés d'INDRA, à partir de la paramétrisation de Hubert et al. et des pouvoirs d'arrêt des éléments H, C, O, F. A basse énergie, lorsque le parcours moyen d'un matériau n'est pas défini dans les tables de Northcliffe et Schilling, il est interpolé à partir des données des éléments voisins. Pour le gaz par exemple, le parcours moyen du fluor (F) est déduit des valeurs obtenues pour l'azote (N) et l'oxygène (O):

$$\frac{1}{R_{C_3F_8}} = \frac{1}{188} \left[\frac{3 \times 12}{R_C} + \frac{8 \times 19}{R_F} \right] \quad (2.11)$$

Enfin, les tables sont construites pour les isotopes les plus abondants (A_0); le parcours moyen d'un isotope quelconque (A) est calculé en fonction du rapport des masses,

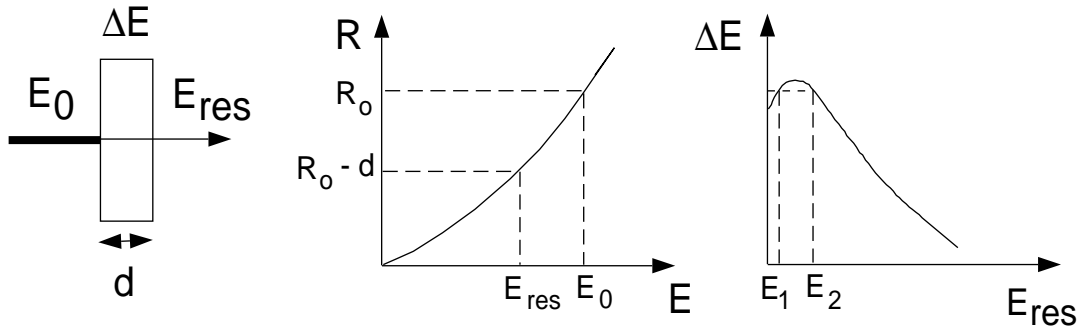


FIG. 2.4 – Principe de fonctionnement du programme de pertes d'énergie.

pour une même énergie par nucléon :

$$R(Z, A) = \frac{A}{A_0} R(Z, A_0) \quad (2.12)$$

Plusieurs modes de fonctionnement du programme de pertes d'énergie sont prévus en fonction des informations connues sur la particule incidente (cf. tab. 2.1). Ainsi, le mode direct, utilisé pour l'étalonnage en énergie des détecteurs, donne les énergies déposées dans les différents étages de détection, connaissant leur épaisseur respective (d) et l'énergie (E_0) de la particule incidente (voir fig. 2.4) :

$$\left. \begin{array}{l} E_0 \rightarrow R_0 \\ E_{res} \leftarrow R_0 - d \end{array} \right\} \Delta E = E_0 - E_{res} \quad (2.13)$$

En inversant le sens des relations, à partir de l'énergie résiduelle mesurée dans un détecteur, on peut calculer la valeur de l'énergie déposée dans l'étage précédent et l'énergie incidente. Enfin, une procédure par itération permet d'obtenir les énergies incidente et résiduelle en se donnant la perte d'énergie dans le détecteur traversé. Ce mode particulier est utilisé pour calibrer les fragments s'arrêtant dans les scintillateurs avant (couronnes 2-9) à partir du signal silicium. La vitesse de convergence de la dichotomie est fixée par l'utilisateur : $|\Delta E - \Delta E_{calc}| \leq \epsilon$. A basse énergie, deux solutions sont proposées, dues au fait que la perte d'énergie ΔE dans le détecteur traversé continue de croître, sur un intervalle limité, avec l'énergie résiduelle (voir figure 2.4). La courbe $\Delta E - E_{res}$ passe donc par un maximum dont la position dépend de la charge de la particule incidente, ce problème se posant principalement pour les fragments. En fonction de l'énergie déposée dans le dernier étage, une des deux solutions est retenue.

Quelques recommandations pour conclure, ce calcul de pertes d'énergie est spécialement adapté au domaine allant de 0.1 à 100 MeV/nucléon pour les fragments et jusqu'à 400 MeV/u pour les particules légères ($Z = 1$, $Z = 2$), à la géométrie et aux matériaux absorbants d'INDRA. La précision du calcul dépend des tables qui est de l'ordre de 5%. Au-dessous de 0.1 MeV/u, les pouvoirs d'arrêt sont extrapolés à partir des dernières données disponibles pour chaque matériau. Pour les détails des appels de ces procédures, il convient de se référer au manuel d'utilisation de E. De Filippo [46].

	Chambres à ionisation			Silicium			Étalons	
Couronnes	2-7	8-12	13-17	2-5	6-7	8-9	Si-80 μm	Si(Li)
Gains	11.3	11.3	a.	1.0	2.8	4.0	1.0	1.0
	5.6	11.3	11.3					

TAB. 2.2 – Gains des chambres à ionisation, des siliciums et des étalons.

Un second étalonnage ChIo a été réalisé suite au changement des gains intervenu pour les couronnes 2-7 pendant l'expérience $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/u.

2.2 Etalonnage électronique des ChIo et des Si

Le nombre élevé de détecteurs, ainsi que l'échelonnement des prises de données sur plusieurs semaines, impliquent un contrôle automatique et régulier de l'électronique d'INDRA. Ce contrôle repose sur l'utilisation d'un LASER d'une part, pour la surveillance des photomultiplicateurs et de l'électronique associée aux scintillateurs [31], et de générateurs d'impulsions d'autre part, pour l'électronique des chambres à ionisation et des détecteurs silicium.

Les expériences menées au G.A.N.I.L. fonctionnent, généralement, sur un principe de partage du temps de faisceau entre une expérience principale, en prise de données, et une expérience secondaire, en période de réglages. Le laps de temps, pendant lequel le faisceau est dans une autre aire expérimentale, est mis à profit pour l'acquisition des données des générateurs et du LASER. Ce dispositif a ainsi montré la grande stabilité de l'électronique d'INDRA du point de vue des dérives de gains [30, 31].

Cependant, pour assurer une bonne homogénéité de réponse des détecteurs, il est nécessaire d'entreprendre un étalonnage de leur électronique à l'aide des générateurs d'impulsions. Le principe de cet étalonnage est d'établir une relation entre l'amplitude du signal appliquée sur le préamplificateur d'une part, et le codage en charge (CAD) sur 4096 canaux d'autre part, pour chacune des voies électroniques (*Petit Gain* et *Grand Gain*) des chambres à ionisation (192 voies), des détecteurs silicium (360 voies) et des étalons (32 voies). Il permet de prendre en compte les légères non linéarités des codeurs, les fluctuations des piédestaux (ie. le premier canal non nul) et d'assurer la continuité des codages PG et GG.

Cet étalonnage dépend du gain des amplicateurs qui varie, selon la couronne et le type de détecteur, en fonction de la dynamique en énergie attendue pour les produits de la réaction (cf. tab. 2.2). Il comprend deux rampes de générateurs d'amplitudes croissantes couvrant la dynamique du GG et du PG des codeurs. La précision du générateur sur l'amplitude des impulsions est de l'ordre de 2 mV. Notons que les impulsions, qui ne franchissent pas le seuil des discriminateurs (DFC), ne sont pas codées. L'étalonnage de l'électronique a été réalisé au démarrage de la campagne 1993. Un second étalonnage a été nécessaire pour les ChIo, suite au changement de gain intervenu pendant l'expérience ^{36}Ar et à l'installation des chambres 13-17 qui a suivi ce premier faisceau.

La procédure d'étalonnage comprend trois programmes chargés de :

- La mise en forme de l'événement qui comprend : la lecture des bandes G.A.N.I.L.

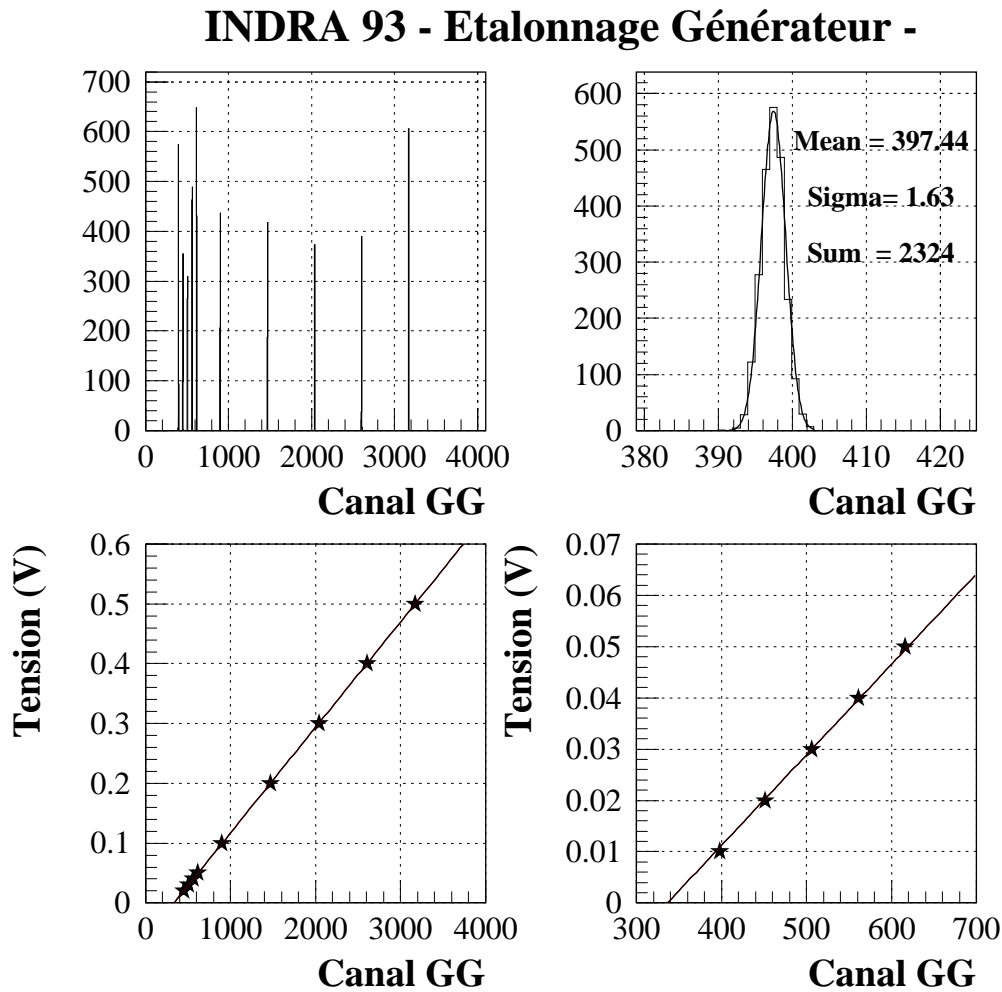


FIG. 2.5 – Etalonnage électronique GG d'un détecteur étalon : rampe de générateurs, caractéristiques des pics (canal moyen, largeur, statistique, ...) comparées à un profil gaussien, relation canal-tension obtenue à l'aide d'une régression linéaire, agrandissement sur la région de basse énergie.

		Chambres à ionisation a1 ($\mu\text{V}/\text{canal}$)		
Couronnes		2-7	8-12	13-17
PG		110 ± 6	54 ± 2	57 ± 3
GG		7.3 ± 0.4	3.5 ± 0.2	3.6 ± 0.2
PG/GG		15.2	15.2	15.8

		Silicium a1 ($\mu\text{V}/\text{canal}$)			Étalons a1 ($\mu\text{V}/\text{canal}$)	
Couronnes		2-5	6-7	8-9	Si-80 μm	Si(Li)
PG		2790 ± 40	980 ± 20	700 ± 10	2100 ± 60	2660 ± 60
GG		191 ± 3	67.5 ± 1	47.4 ± 0.6	140 ± 9	175 ± 5
PG/GG		14.6	14.5	14.7	15.1	15.2

TAB. 2.3 – *Coefficients d'étalonnage canal-tension des différents détecteurs.*
Seuls les paramètres du second étalonnage ChIo figurent dans le premier tableau.

- (*exabyte*), la sélection des événements « générateur » et la constitution des spectres (rampe de générateurs) au format HBOOK pour chaque voie considérée [47].
- La recherche automatique des pics contenus dans un histogramme HBOOK. Pour les caractériser, on se fixe une largeur à mi-hauteur qui détermine les bornes d'intégration des différents pics.
 - La correspondance canal-tension qui est obtenue à l'aide d'un lissage polynomial par une méthode des moindres carrés.

La figure 2.5 illustre les différentes étapes de cet étalonnage. De la rampe de générateur, on extrait les caractéristiques des pics. L'étalonnage proprement dit est déduit d'un ajustement polynômial reliant l'amplitude générateur (V) et le canal moyen du pic correspondant (C) :

$$V = a_0 + a_1 C + a_2 C^2 \quad (2.14)$$

Dans certains cas, une simple régression linéaire ($a_2 = 0$) est suffisante pour établir la relation canal-tension (ChIo GG). Le terme de deuxième ordre prend en compte les légères non linéarités des codeurs aux grandes dynamiques. La correction apportée par ce terme quadratique est de l'ordre de 10 mV pour les Si PG ($a_2 \sim 10^{-9} \text{ V}/\text{canal}^2$). Les valeurs moyennes, déterminées pour le coefficient de passage canal-tension (a_1), sont résumées dans le tableau 2.3. Nous trouvons ainsi un rapport ~ 15 entre les dynamiques PG et GG.

Des non-linéarités importantes apparaissent dans l'étalonnage des télescopes étalons (PG) au-delà du canal 3000, correspondant à une saturation des préamplificateurs de charge (cf. fig. 2.6). L'étalonnage de ces détecteurs n'est cependant pas affecté, du fait que la gamme en énergie des fragments est sensiblement réduite (inférieure au canal 2500) aux angles arrière ($\theta_{lab} > 45^\circ$).

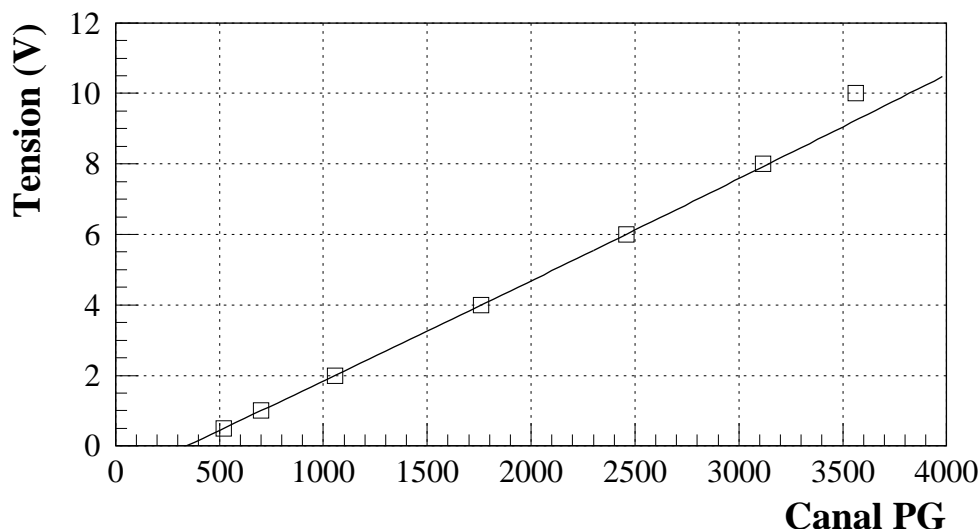


FIG. 2.6 – Etalonnage électronique PG d'un détecteur étalon.

La calibration en énergie des détecteurs silicium est réalisée sur le GG, comme nous le verrons dans une prochaine section, il est donc nécessaire d'avoir une excellente correspondance en volt entre les étalonnages PG et GG. Cette correspondance est obtenue en se servant de la rampe générateur du GG pour contraindre le lissage polynômial sur la partie basse énergie des spectres PG. La figure 2.7 montre les résultats de deux étalonnages réalisés avec les points PG uniquement d'une part, et en incluant les points GG d'autre part. L'extrapolation du lissage dans la région du piédestal est nettement meilleure dans le dernier cas.

En inversant la relation canal-tension, on en déduit l'origine de l'étalonnage générateur (0 Volt), qui sert de référence dans l'étude des fluctuations des piédestaux des codeurs et de leurs éventuelles dérives. Ces dernières font l'objet de corrections pour les calibrations en énergie et les identifications.

2.3 Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie d'*INDRA* demande un soin particulier en raison de la nature des détecteurs et de leur disposition géométrique. En effet, si les détecteurs silicium présentent l'avantage d'une réponse linéaire, sur un grand domaine en énergie, ils sont, également, l'objet de défauts d'ionisation dont l'étude nécessite différents projectiles, traversant et s'arrêtant dans le silicium de 300 μm . Par ailleurs, les scintillateurs CsI, constituant le dernier étage de détection, délivre un signal, qui dépend de la nature de la particule, variant de façon non linéaire avec l'énergie incidente. Aussi l'étalonnage en énergie de ces détecteurs est-il réalisé à l'aide de faisceaux secondaires de particules légères. Ces étalonnages représentent une fraction non négligeable du temps de faisceau demandé, justifiant, en partie, l'étude de plusieurs systèmes, regroupés au sein d'une campagne d'expériences. Pour réaliser ces étalonnages en énergie, plusieurs séries de

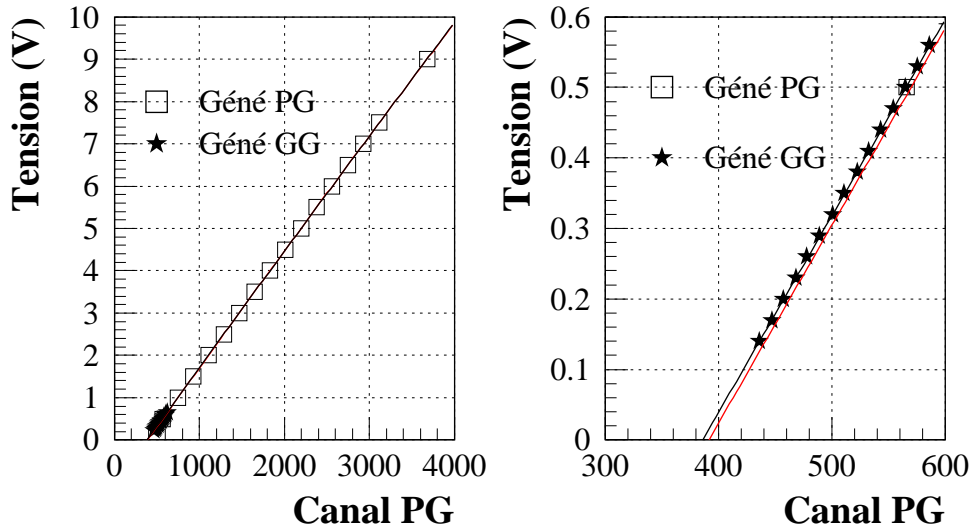


FIG. 2.7 – Etalonnage électronique PG d'un silicium de la couronne 3.

Le premier lissage sur les points PG ne reproduit pas les valeurs générateur GG. Le second lissage, qui prend en compte les points PG et GG, conduit à une meilleure estimation du piédestal du codeur.

mesures sont à notre disposition :

1. La source du thoron (^{212}Pb) est caractérisée par deux émissions α à 6.06 et 8.78 MeV provenant respectivement de la désintégration du ^{212}Bi (35%) et du ^{212}Po (65%). Elle est destinée à l'étalonnage des premiers étages de détection : les chambres à ionisation, les détecteurs silicium de 300 μm et les étalons (Si-80 μm). La durée de vie de la source ($\tau_{1/2} \sim 10.6$ h) permet de calibrer l'ensemble des détecteurs en une seule prise de données. Généralement, des mesures, avec et sans gaz dans les chambres, sont effectuées. Pour l'étalonnage des couronnes arrière, la source est montée à l'envers sur son porte-cible.
2. Des faisceaux de basses énergies (^{36}Ar , ^{58}Ni , ^{129}Xe), accélérés par le premier cyclotron du G.A.N.I.L., entre 7 et 9 MeV/u, diffusent sur une cible ^{197}Au , de 0.1 ou 0.39 mg/cm^2 d'épaisseur. Les angles d'effleurement (θ_{ef}), au-delà desquels la section efficace de diffusion élastique chute rapidement, en raison des effets de l'interaction nucléaire, sont supérieurs à 45° ce qui est suffisant pour l'étalonnage des couronnes avant (1-9). Ces pics élastiques servent à la détermination des défauts de collection dans les Si. Des mesures, avec et sans gaz dans les ChIo, sont également effectuées.
3. Pour chaque système de la campagne, des données sont accumulées avec une multiplicité de déclenchement minimale ($M_d = 1$), de manière à obtenir des mesures de diffusions élastiques aux petits angles ($\theta_{ef} \leq 5^\circ$), pour l'étalonnage des phoswichs et l'étude des défauts d'ionisation avec des projectiles, traversant ou s'arrêtant dans les Si, selon l'énergie de bombardement.
4. Enfin, des faisceaux secondaires de particules légères (p, d, t, ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^7Be , ^9Be) sont produits par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{16}O de

95 MeV/u sur une cible épaisse de ^{12}C . La rigidité magnétique ($B\rho$) du spectromètre « *alpha* » du G.A.N.I.L. sélectionne les énergies des produits sortants (entre 15 et 250 MeV pour les protons). Plusieurs cibles de diffusion sont utilisées dans *INDRA* (C, Ta, Au). La statistique, nécessaire à l'identification des différents isotopes dans les CsI, est obtenue dans un délai court (1-2 h) pour les couronnes avant (2-6); cependant, la section efficace de diffusion élastique chute rapidement aux angles arrière, impliquant alors des temps d'acquisition de quelques heures pour chaque $B\rho$. Pour ces mesures, les ChIo sont préalablement vidées de leur gaz.

2.3.1 Les scintillateurs à iodure de césium

L'étalonnage des particules légères est obtenu par des mesures directes notamment sur les couronnes avant [33]. En revanche, il n'en est pas de même pour l'étalonnage des fragments ($Z \geq 3$) d'une part, ni pour l'étalonnage des couronnes arrière d'autre part, où le nombre de points disponibles et leur gamme en énergie sont réduits : essentiellement des mesures p et quelques points ^4He d'énergies inférieures à 30 MeV. Aussi a-t-on recours, dans ces conditions, aux informations fournies par les détecteurs silicium (couronnes avant) ou par les télescopes étalons équipant les couronnes arrière.

Connaissant la charge du fragment, le dépôt d'énergie (ΔE) dans le Si et son épaisseur, il est possible de calculer l'énergie résiduelle dans le CsI, à l'aide des tables de pertes d'énergie de Hubert et al. que nous avons présentées. Cette procédure donne des résultats satisfaisants grâce à l'excellente résolution et la grande linéarité de réponse des Si. La précision de cet étalonnage dépend de l'énergie du fragment incident, une erreur sur le ΔE pouvant entraîner une mauvaise estimation de l'énergie, lorsque le parcours moyen de la particule augmente.

Aux angles arrière, les spectres en énergie des CsI pour chaque fragment, ou pour chaque isotope lorsque cette détermination est possible, sont comparés au spectre de référence obtenu avec le module étalon. Une procédure d'étirement fournit un étalonnage relatif des détecteurs auquel nous reviendrons dans l'exposé sur les chambres à ionisation. L'étalonnage absolu des télescopes étalons est réalisé avec les points α (Si-80 μm) et les pics élastiques des faisceaux secondaires (Si-80 μm , Si(Li)), dont le principe est analogue à celui adopté pour les silicium de 300 μm .

2.3.2 Les détecteurs silicium

L'étalonnage des détecteurs silicium est une étape importante car de la précision de cet étalonnage dépend également celui des CsI. La réponse de l'électronique est prise en compte au niveau de l'étalonnage générateur (V) donné par l'équation 2.2. Il convient de déterminer, dans un second temps, le coefficient de passage en MeV (β) pour chaque détecteur Si :

$$E = \beta V \quad (2.15)$$

Pour ce faire, un certain nombre de données sont à notre disposition. En premier lieu, plusieurs mesures avec les sources α ont été réalisées durant la campagne, sans gaz dans les ChIo d'une part, et avec les différentes pressions nominales d'autre part. Le tableau

Pression (mbar)	E_α (MeV)	$\Delta E(M_1)$ (MeV)	$\Delta E(\text{ChIo})$ (MeV)	$\Delta E(M_2)$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)
0	6.06	0.26	0.00	0.27	5.53
	8.78	0.20	0.00	0.20	8.38
20	6.06	0.26	0.50	0.29	5.00
	8.78	0.20	0.38	0.21	8.00
30	6.06	0.26	0.77	0.30	4.73
	8.78	0.20	0.57	0.21	7.80
49	6.06	0.26	1.30	0.33	4.17
	8.78	0.20	0.94	0.22	7.42

TAB. 2.4 – Calcul des dépôts d’énergie des α du thoron (6.06 MeV et 8.74 MeV) dans les silicium de 300 μm pour différentes pressions dans les ChIo (cf. tab. 1.3). M_1 et M_2 représentent les 2 feuilles de Mylar de 2.5 μm d’épaisseur.

2.4 indique les pertes d’énergie calculées dans le gaz et les feuilles de Mylar constituant les fenêtres des ChIo. Les deux pics, distants de 3 MeV environ, sont bien séparés sur le *Grand Gain* comme le montre la figure 2.8. Après le passage dans l’étalonnage générateur, la correspondance Volt-MeV est obtenue à l’aide d’une régression linéaire sur les différents points α . Cette méthode a été utilisée pour calibrer les détecteurs des couronnes 6-7 et 8-9 [31].

La dynamique des couronnes 2-5, due à leur faible gain (cf. tab. 2.2), est telle que les amplitudes des pics de diffusion élastique, associés aux deux états de charge, $\text{Ar}^{17+}, 18+$, sont codées sur le GG. En supposant le défaut d’ionisation faible sur le GG, $\delta E \leq 1\%$, hypothèse raisonnable au regard de sa dynamique restreinte ~ 300 MeV, nous pouvons ainsi incorporer, dans notre étalonnage, un point de diffusion élastique de grande énergie, en comparaison des quelques MeV laissés par les α dans les Si. Seul le pic Ar^{17+} a été retenu pour cet étalonnage, malgré une intensité et une énergie plus faible que le pic Ar^{18+} , car il est situé au-dessous du canal 3800. Cette borne supérieure a été choisie pour l’étalonnage GG afin de s’affranchir des problèmes de codage observés au voisinage du canal 4000. La méthode employée, pour la détermination de l’énergie des pics de diffusion élastique, est décrite dans le prochain paragraphe. Afin de minimiser les incertitudes liées aux calculs de pertes d’énergie, le lissage est réalisé sur les données Ar^{17+} sans gaz d’une part, et par souci de cohérence, avec les données α sans gaz qui ont suivi les mesures Ar d’autre part.

Le coefficient d’étalonnage en énergie, ainsi obtenu pour les détecteurs silicium, présente une grande homogénéité avec une valeur moyenne autour de : $\langle \beta \rangle \sim 444$ MeV/V ($\pm 2\%$). En tenant compte de l’étalonnage générateur, le tableau 2.5 indique les dispersions moyennes (keV/canal) que nous obtenons en fonction des gains des différentes couronnes. Certains détecteurs ont présenté des dysfonctionnements au cours de la campagne, généralement dus à des problèmes de polarisation, qui sont corrigés en ajustant le coefficient de conversion Volt-MeV.

Les défauts d’ionisation dans les Si ont fait l’objet d’études approfondies [30, 31, 32]. On distingue théoriquement les défauts liés à des problèmes de détection, comme les

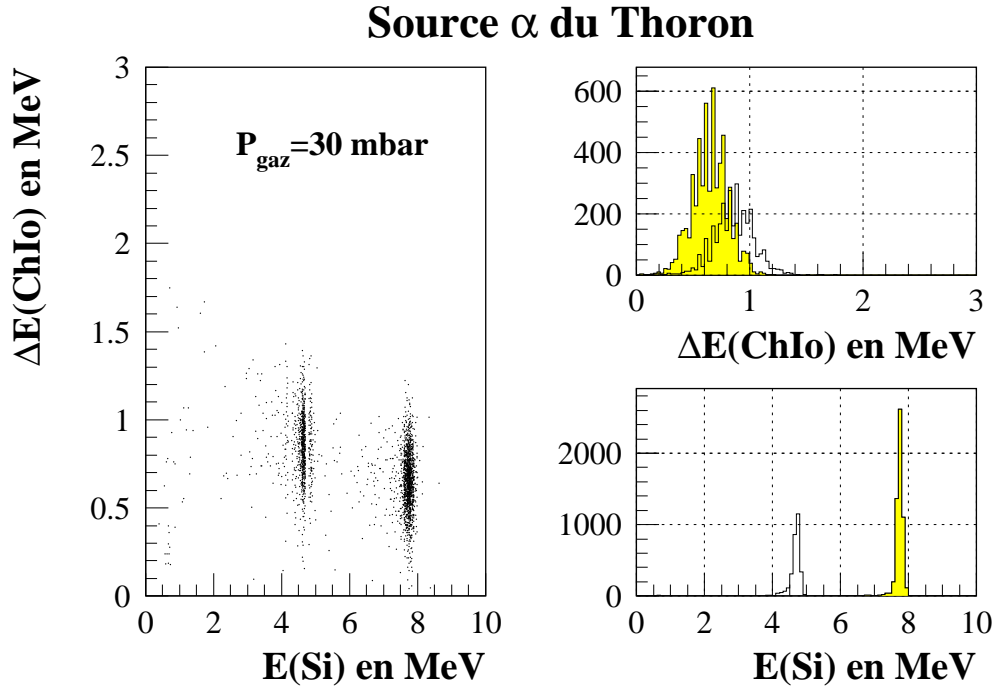


FIG. 2.8 – Matrice $\Delta E(\text{ChIo})$ - $E(\text{Si})$ d'un module de la couronne 8. Une condition sur le signal Si GG permet d'obtenir les contributions des deux pics α sur le signal ChIo GG.

Couronnes	2-5	6-7	8-9
$\langle\beta\rangle_{GG}$ en MeV/V	441 ± 4	447 ± 5	445 ± 3
Dispersion PG en keV/canal	1230	440	310
Dispersion GG en keV/canal	84	30	21

TAB. 2.5 – Etalonnage en énergie et les dispersions obtenues pour les détecteurs silicium.

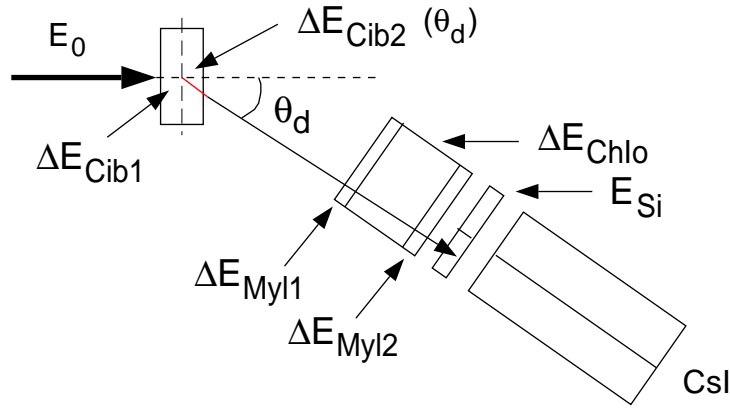


FIG. 2.9 – Schéma du calcul de la diffusion élastique.

zones mortes au voisinage des contacts électriques, des défauts dus à des processus physiques, tels que les collisions nucléaires en fin de parcours ne donnant pas lieu aux processus d'ionisation, ou encore la formation d'un plasma le long de la trajectoire de l'ion incident, qui facilite la recombinaison des porteurs de charges en « écrantant » le champ électrique appliqué. Ces derniers devraient augmenter avec la charge de l'ion incident et l'énergie déposée dans le silicium. Cependant, d'un point de vue pratique, nous sommes amenés à traiter le problème dans sa globalité.

L'analyse des diffusions élastiques de grandes énergies, réalisées sur les premières couronnes d'*INDRA*, montre que les défauts d'ionisation sont faibles, $\langle \delta E \rangle \leq 1\%$, lorsque l'ion incident traverse le détecteur. L'énergie mesurée dans le Si est alors en bon accord avec le calcul de pertes d'énergie, même pour un ion lourd comme le ^{155}Gd [30, 32]. En revanche, lorsque le projectile s'arrête dans le détecteur Si, si les défauts de collection restent encore faibles pour les ions légers, $\langle \delta E \rangle \leq 2\%$ pour l' ^{36}Ar , ils augmentent avec le numéro atomique du projectile : $\langle \delta E \rangle \leq 5\%$ pour le ^{58}Ni , $\langle \delta E \rangle \sim 7 - 20\%$ pour le ^{129}Xe [31]. Les détecteurs, ayant les polarisations les plus élevées, présentent moins de défauts de collection. Ces derniers sont estimés avec la méthode de Moulton [48], développée pour les détecteurs à barrière de surface, qui repose sur une paramétrisation empirique en fonction de la charge et de l'énergie de l'ion incident [31].

2.3.3 Les chambres à ionisation

L'étalonnage des chambres repose sur les mesures des α du thoron et les diffusions élastiques de basses énergies (^{36}Ar , ^{58}Ni). Ces dernières données se sont avérées utiles pour établir un étalonnage des détecteurs des couronnes arrière à l'aide d'une procédure d'étirement. En effet, la faible pression du gaz dans ces détecteurs ne permet plus un étalonnage fiable avec les α du thoron, les pertes d'énergie dans le gaz étant du même ordre de grandeur que celles laissées dans les fenêtres de Mylar.

Diffusion élastique

Les énergies des pics élastiques sont déterminées en tenant compte de la cible de diffusion, de la géométrie des détecteurs et du calcul de pertes d'énergie. La figure 2.9 illustre les différentes étapes de cette procédure :

1. La rigidité du spectromètre « alpha » ($B\rho$) sélectionne l'énergie du faisceau dont la valeur dépend de l'état de charge : $B\rho Ze = p$. Une expression relativiste de l'impulsion (p) conduit à une équation du second degré pour l'énergie cinétique dont la solution physique est :

$$E = mc^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{B\rho Zec^2}{mc^2} \right)^2} - 1 \right) \quad (2.16)$$

La masse (m) est calculée en tenant compte du défaut de masse de l'ion incident (δm) et de son état de charge (z) :

$$m = 931.494 A + \delta m - 0.511 z \text{ MeV} \quad (2.17)$$

Notons que, pour le faisceau, ^{36}Ar , l'état de charge le plus probable est le 18^+ , contaminé par une fraction de 17^+ . Quant au faisceau de ^{58}Ni , l'état de charge est bien déterminé : 26^+ .

2. Le faisceau diffuse sur une cible mince ^{197}Au . On considère que la diffusion a lieu au milieu de la cible en négligeant les interactions multiples dans la cible. Les angles et les énergies moyens de diffusion sont calculés en intégrant sur le domaine angulaire $[\theta_{min}, \theta_{max}]$ des couronnes d'*INDRA*, pondérés par la section efficace de Rutherford :

$$\langle E_{d/2} \rangle = \frac{1}{N} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} E(\theta) \frac{d\sigma}{d\theta} \sin\theta d\theta \quad (2.18)$$

$$\langle \Theta \rangle = \frac{1}{N} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \theta \frac{d\sigma}{d\theta} \sin\theta d\theta \quad (2.19)$$

$$\text{avec : } N = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{d\sigma}{d\theta} \sin\theta d\theta$$

La section efficace de Rutherford s'exprime dans le référentiel du Centre de Masse (CM) sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 E_{cm}^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{cm}/2)} \quad (2.20)$$

Notons que les changements de référentiel (laboratoire-CM) se basent sur une cinématique relativiste.

3. Le calcul de pertes d'énergie évalue les dépôts d'énergie dans la première moitié de la cible (faisceau incident), puis dans la seconde moitié (faisceau diffusé), où l'épaisseur de cible traversée est fonction du cosinus de l'angle de diffusion, et enfin dans les différents étages du détecteur, à savoir : les fenêtres d'entrée et de sortie des ChIo (Mylar de $2.5 \mu\text{m}$), le gaz C_3F_8 ($P = 49/30 \text{ mbar}$) et le silicium de $300 \mu\text{m}$.

Les tableaux 2.6 indiquent les résultats obtenus pour les énergies des pics de diffusion élastique (^{36}Ar , ^{58}Ni) pour les différentes couronnes d'*INDRA*.

Projectile	Cible	E_0 (MeV)	E_d (MeV)	$E_{d/2}$ (MeV)
$^{36}\text{Ar}^{17+}$, $B\rho=0.867$ T.m	^{197}Au (0.39 mg.cm $^{-2}$)	290.20	288.15	289.17
$^{36}\text{Ar}^{18+}$, $B\rho=0.867$ T.m	^{197}Au (0.39 mg.cm $^{-2}$)	325.18	323.19	324.19
$^{58}\text{Ni}^{26+}$, $B\rho=0.969$ T.m	^{197}Au (0.10 mg.cm $^{-2}$)	526.50	525.48	525.99

		$^{36}\text{Ar}^{17+}$	Avec gaz		Sans gaz
N° cour.	$\langle\Theta\rangle$ (°)	$\langle E_{d/2}\rangle$ (MeV)	$\Delta E(\text{ChIo})$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)
2	3.62	287.93	21.94	256.09	278.26
3	5.50	287.65	21.95	255.79	277.97
4	8.24	285.93	21.98	255.14	277.34
5	11.67	285.93	22.02	253.96	276.21
6	16.47	283.74	22.12	251.63	273.98
7	22.98	279.70	22.29	247.33	269.86
8	30.48	273.60	13.70	249.78	263.63
9	39.37	264.60	13.95	240.33	254.44

		$^{36}\text{Ar}^{18+}$	Avec gaz		Sans gaz
N° cour.	$\langle\Theta\rangle$ (°)	$\langle E_{d/2}\rangle$ (MeV)	$\Delta E(\text{ChIo})$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)
2	3.62	322.95	20.56	293.17	313.91
3	5.50	322.63	20.58	292.83	313.59
4	8.24	321.94	20.60	292.11	312.89
5	11.67	320.70	20.65	290.79	311.63
6	16.47	318.25	20.74	288.21	309.14
7	22.98	313.73	20.91	283.44	304.54
8	30.48	306.89	12.87	284.59	297.58
9	39.37	296.82	13.11	274.08	287.32

		$^{58}\text{Ni}^{26+}$	Avec gaz		Sans gaz
N° cour.	$\langle\Theta\rangle$ (°)	$\langle E_{d/2}\rangle$ (MeV)	$\Delta E(\text{ChIo})$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)	$E(\text{Si})$ (MeV)
2	3.62	524.85	41.29	464.08	505.78
3	5.50	524.02	41.32	463.21	504.94
4	8.24	522.24	41.39	461.33	503.12
5	11.67	519.02	41.50	457.93	499.84
6	16.47	512.71	41.73	451.26	493.41
7	22.98	501.10	42.16	439.00	481.58
8	30.48	483.74	a.	483.74	483.74
9	39.37	458.55	a.	458.55	458.55

TAB. 2.6 – Energies des pics de diffusions lastiques ^{36}Ar et ^{58}Ni .

Couronnes avant

Les figures 2.8 et 2.10 montrent des exemples de cartes $\Delta E(\text{ChIo})-E(\text{Si})$ obtenues avec les différents points d'étalonnage. Des traînées verticales, correspondant à des événements mal mesurés dans la chambre à ionisation, sont fréquemment observées sur les détecteurs des couronnes avant. Elles représentent cependant au maximum 5% du pic élastique Ar^{18+} pour les détecteurs les plus touchés par cet effet. Un défaut d'alignement de la plaquette silicium par rapport à la chambre pourrait être à l'origine de ce problème (cf. fig. 2.11), ou encore un défaut de collection des charges pour des particules passant le long des parois de séparation des chambres.

Le coefficient d'étalonnage énergie-tension est obtenu à l'aide d'une régression linéaire sur les points α , mesurés sur le GG ($P_{\text{gaz}} = 30/20$ mbar) d'une part et les pics élastiques Ar^{17+} , Ar^{18+} , Ni^{26+} déterminés sur le PG ($P_{\text{gaz}} = 49/30$ mbar) d'autre part. Les chambres de la couronne 8-9, qui n'étaient pas montées pour le faisceau de ^{58}Ni , sont étalonnées avec les premiers points. Par cette méthode, nous obtenons les coefficients de calibrations suivants :

- Couronnes 2-3, 4-5, 6-7 : $\langle\beta\rangle \simeq 247 \pm 10$ MeV/V
- Couronne 8-9 : $\langle\beta\rangle \simeq 276 \pm 10$ MeV/V

Couronnes arrière

Au-delà de 45° , il n'est plus possible de calibrer les chambres avec les faisceaux de basses énergies. Par ailleurs, la résolution des ChIo dépend de la pression du gaz, ce qui rend l'étalonnage des couronnes arrière difficile avec les seules données α . Comme les ChIo 8-12 fonctionnent dans les mêmes conditions de gain et de pression, les détecteurs ayant une régulation de gaz commune, nous avons appliqué, aux détecteurs des couronnes 10-11 et 12, le coefficient de conversion MeV-Volt moyen établi pour la couronne 8-9. Afin de garantir une bonne superposition des spectres en énergie de chaque couronne ($\sim 2\%$), un spectre de référence est construit à partir de détecteurs ayant un étalonnage homogène. Des corrections de gains et piédestaux sont ensuite réalisées en comparant, couronne par couronne, les spectres individuels au spectre de référence (cf. fig. 2.12). Une procédure d'étirement permet d'établir un jeu de paramètres, pour chaque prise de données, dont la stabilité est contrôlée régulièrement.

Pour les couronnes 13-17, une procédure analogue est mise en œuvre. Cependant, la statistique n'étant pas suffisante pour obtenir une bonne superposition, les facteurs de correction des gains sont déterminés initialement à partir des points α . Les dérives de gains et les décalages de piédestaux sont pris en compte de la même manière que pour les couronnes précédentes avec une précision moins bonne ($\sim 5\%$).

2.4 Identifications dans les modules ChIo-Si

Les matrices $\Delta E(\text{ChIo})-E(\text{Si})$ permettent d'identifier les produits de réaction, qui s'arrêtent dans le silicium de $300\text{ }\mu\text{m}$, dont la caractérisation est nécessaire pour re-construire la cinématique de la collision. Afin d'éviter le dépouillement de 180 matrices indépendantes, les modules ont été groupés en fonction de leur dynamique, conduisant

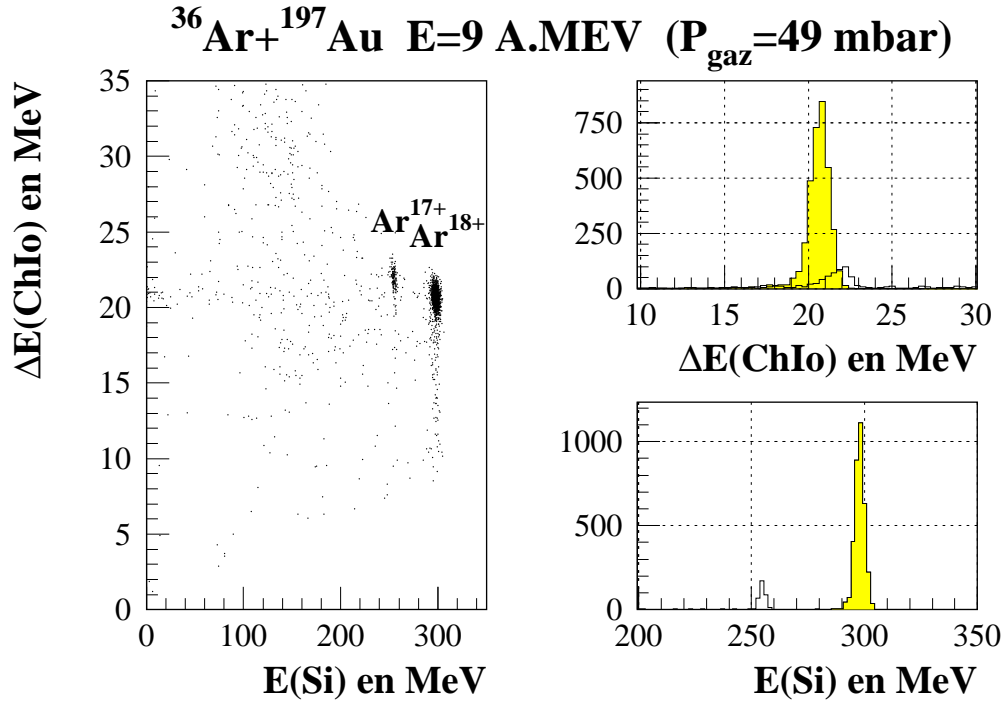


FIG. 2.10 – Matrice $\Delta E(\text{ChIo})-E(\text{Si})$ d'un module de la couronne 2. Les pics de diffusion Ar^{17+} et Ar^{18+} ne sont pas séparés sur le signal ChIo. Chaque contribution est obtenue à l'aide d'une sélection sur l'énergie mesurée dans le silicium.

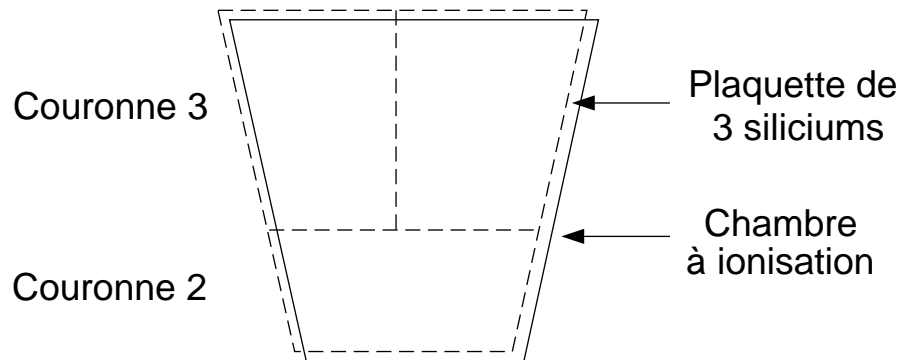


FIG. 2.11 – Défaut d'alignement entre une ChIo et la plaquette Si (couronne 2-3).

Gd+U - Etalonnage ChIo 10-11 -

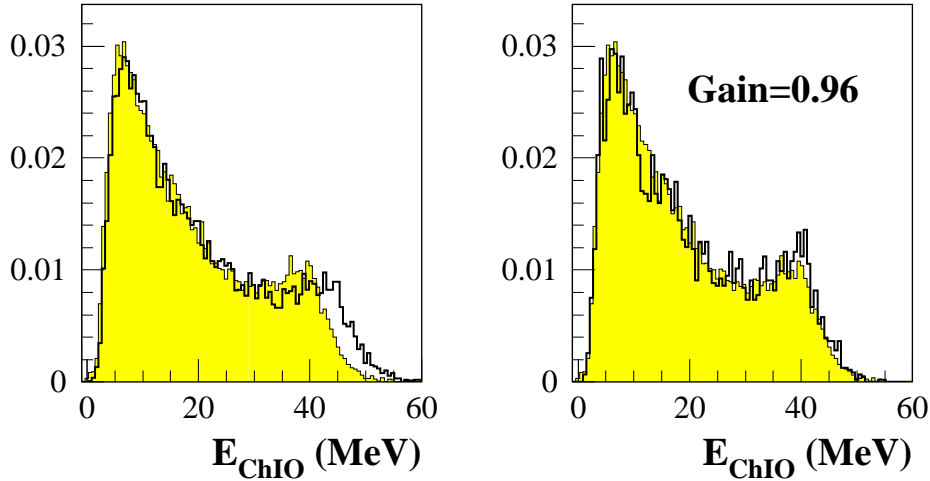


FIG. 2.12 – Correction par ajustement du gain d'une ChIo (histogramme) par comparaison au spectre de référence (en grisé) de la couronne 10-11.

à un nombre réduit de matrices, résultats de la superposition des couronnes 2-5, 6-7 et 8-9. Nous verrons de quelle façon ces superpositions sont obtenues et la méthode d'identification en charge développée à Saclay [46].

2.4.1 Superposition des modules

La première étape consiste à calibrer les chambres à ionisation et les détecteurs silicium en tension puis en énergie. L'étalonnage en énergie des Si est provisoire car l'étude des défauts de collection n'est pas prise en considération au niveau des identifications.

Afin d'obtenir une meilleur superposition des modules, sont appliquées des corrections globales de piédestaux et de gains à des groupes de détecteurs, communs à une couronne ou un codeur VXI, selon le cas de figure. De petites modifications du coefficient de conversion Volt-MeV peuvent ainsi intervenir pour certaines couronnes (~ 1 -2%). De la même manière, les piédestaux de certains codeurs sont recalés lorsque des dérives sont observées. Ces corrections sont généralement déterminées pour chaque système, voire pour chaque énergie de bombardement.

Enfin, quelques détecteurs présentant des problèmes de fonctionnement, comme par exemple une mauvaise polarisation pour un silicium, sont récupérés à l'aide d'un étalonnage temporaire déterminé par étirement. Cette procédure demande des contrôles réguliers pour l'ensemble des système étudiés. L'étalonnage en énergie des chambres avant profite ainsi a posteriori des corrections apportées.

2.4.2 Identifications en charge

La figure 2.13 est obtenue en superposant les 84 modules ChIo-Si des couronnes 2-5. Les hyperboles, correspondant aux différents numéros atomiques, sont bien séparées

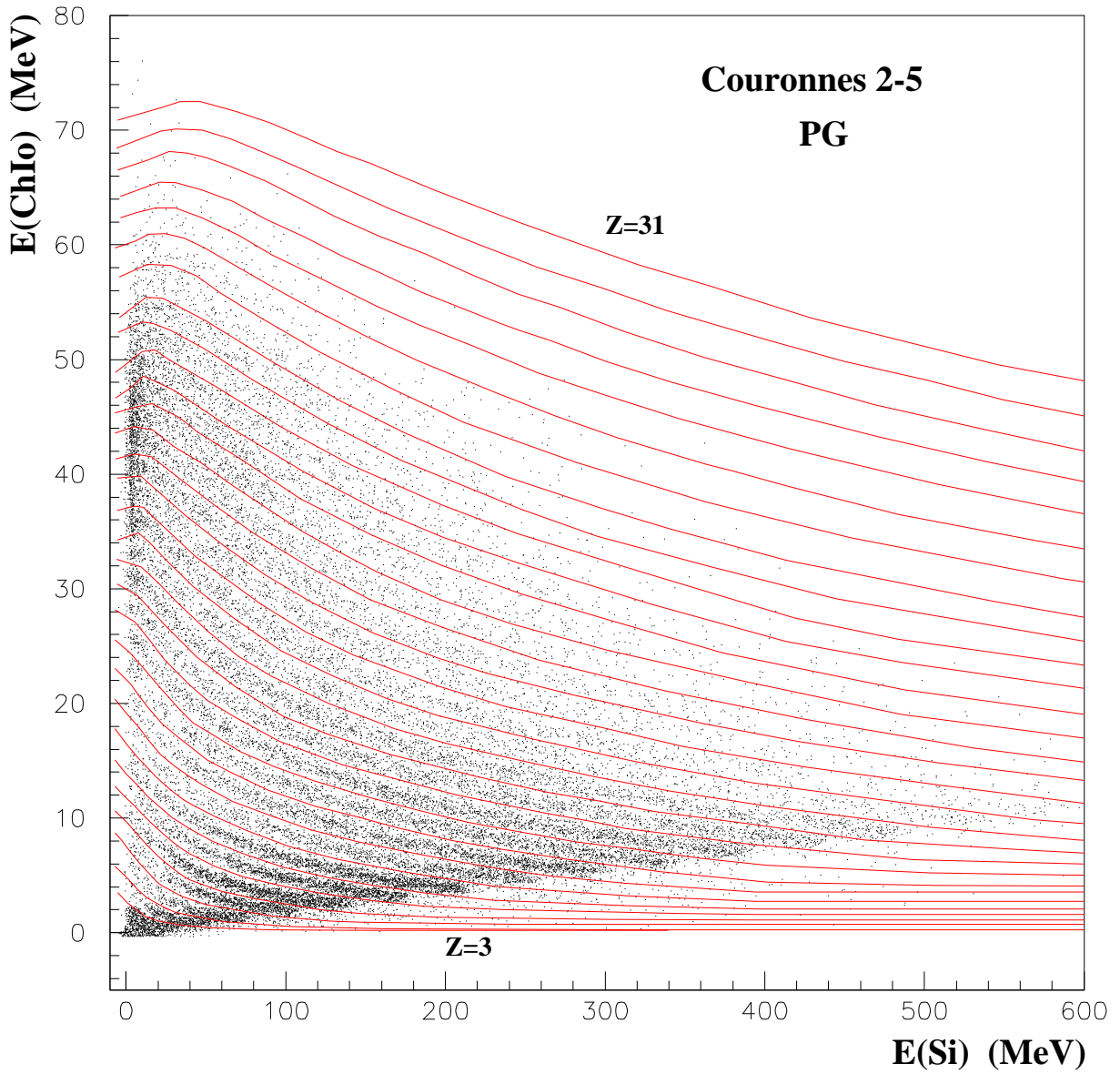


FIG. 2.13 – Contours d'identification pour une matrice ChIo-Si (PG).

Un étalonnage en énergie provisoire est nécessaire pour obtenir ces superpositions. Les contours isolent, sur le PG, les différentes lignes de $Z = 3$ jusqu'à $Z = 31$. Au-delà de $Z = 25$, les tracés sont le résultat d'une extrapolation.

sur le PG. Afin de lever les ambiguïtés qui se posent pour les premières lignes de Z , des contours d'identification sont définis sur le GG pour distinguer les $Z = 1$, $Z = 2$ et $Z = 3$ (cf. fig. 2.15). Sur le PG, sont tracés les contours d'identification des fragments $Z > 3$. Ces contours, délimitant une ligne de Z , sont constitués d'un ensemble de points, tracés manuellement, en recourant à l'interface graphique PAW.

Le calcul de pertes d'énergie constitue une aide utile pour prolonger les contours vers les grandes énergies silicium où la statistique est pauvre. Il permet également d'extrapoler les tracés vers les charges élevées pour lesquelles la résolution des chambres et la statistique ne sont plus suffisantes pour distinguer les différentes lignes de Z . Ainsi, les contours de la figure 2.13 sont tracés de visu, de $Z = 1$ à $Z = 25$, et extrapolés au-delà jusqu'au $Z = 31$. Sur le GG, le premier contour sépare la ligne $Z = 1$ de la zone du piédestal. Il est obtenu à l'aide des modules où la séparation est la plus claire.

Le numéro atomique Z d'un fragment est déterminé par le contour inférieur le plus proche. Une valeur décimale de la charge est donnée par la position du fragment entre deux contours : $Z + \delta$ avec $-0.5 \leq \delta < 0.5$ (voir schéma 2.14). Selon la région où la particule est identifiée, un code permet d'estimer la précision de l'identification réalisée. Pour ce faire, nous distinguons plusieurs zones (cf. fig. 2.16) :

- La région de Bragg (code 3) se compose de fragments lourds ($Z > 15$) déposant peu d'énergie dans le silicium. L'énergie laissée dans la chambre à ionisation diminue avec l'énergie du fragment incident (cf. fig. 2.4), entraînant un recouvrement des lignes de Z , et par conséquent, une sous-estimation de la charge du fragment détecté (Z_{min}).
- La région du rebroussement (code 2) correspond à des fragments rapides, qui traversent le silicium, mais qui ne laissent pas suffisamment d'énergie dans le CsI, pour franchir le seuil du discriminateur. Dans ce cas l'identification aurait lieu dans le module Si-CsI associé. Les lignes de Z rebroussement vers les basses énergies silicium et se superposent aux lignes inférieures. La charge retournée est encore une valeur minimum (Z_{min}).
- La région centrale (code 0) correspond aux fragments bien identifiés. Un code particulier est attribué aux identifications obtenues par extrapolation, dont le degré de confiance est moins bon ($\delta Z \sim \pm 1$).
- A l'extérieur de ces domaines, l'identification est impossible, un code d'erreur est retourné. Il concerne principalement les événements situés au-dessous de la zone de rebroussement en raison d'une mauvaise mesure de l'énergie dans la chambre à ionisation (cf. § 2.3.3).

Les performances des identifications $\Delta E(\text{ChIo})-E(\text{Si})$ dépendent en grande partie de la résolution des chambres. Pour les modules avant (3° - 14°), avec une pression de 49 mbar, nous obtenons une bonne identification des fragments jusqu'au $Z = 25$ (cf. fig. 2.17). Pour une pression de 30 mbar, les lignes de Z sont visibles jusqu'au $Z=20$. Au-delà, une extrapolation est nécessaire.

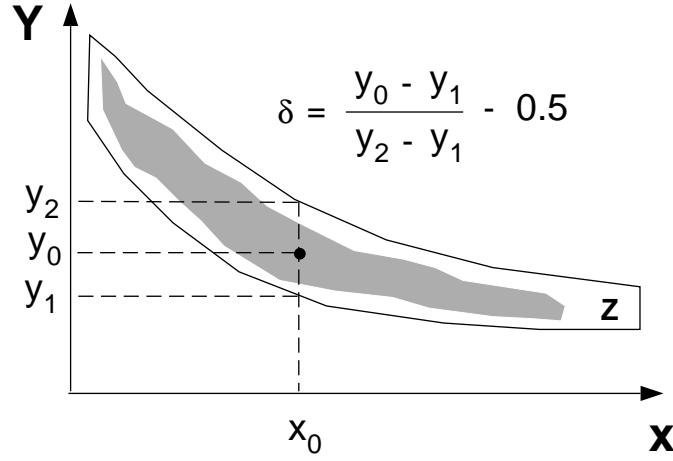


FIG. 2.14 – Détermination de la charge d'un fragment.

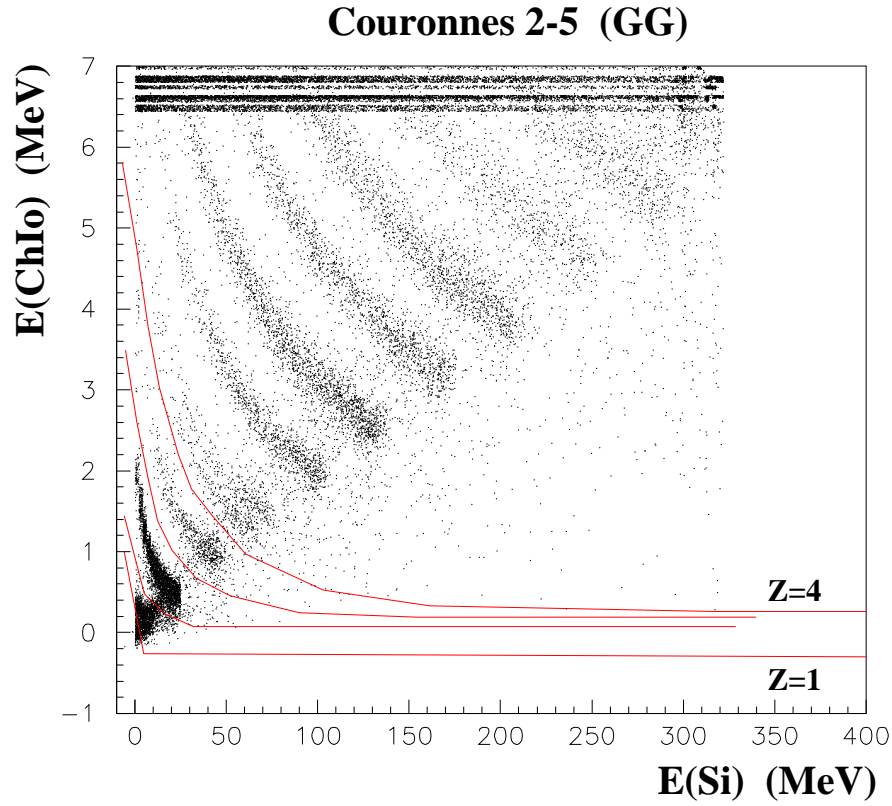


FIG. 2.15 – Contours d'identification pour une matrice ChIo-Si (GG).

Le GG permet de séparer les premières lignes de Z jusqu'au Z = 3. En haut de la figure, les lignes horizontales témoignent de la saturation des codeurs. Le « trou » observé dans la ligne Z = 4 vient de la désintégration du ^8Be en 2α .

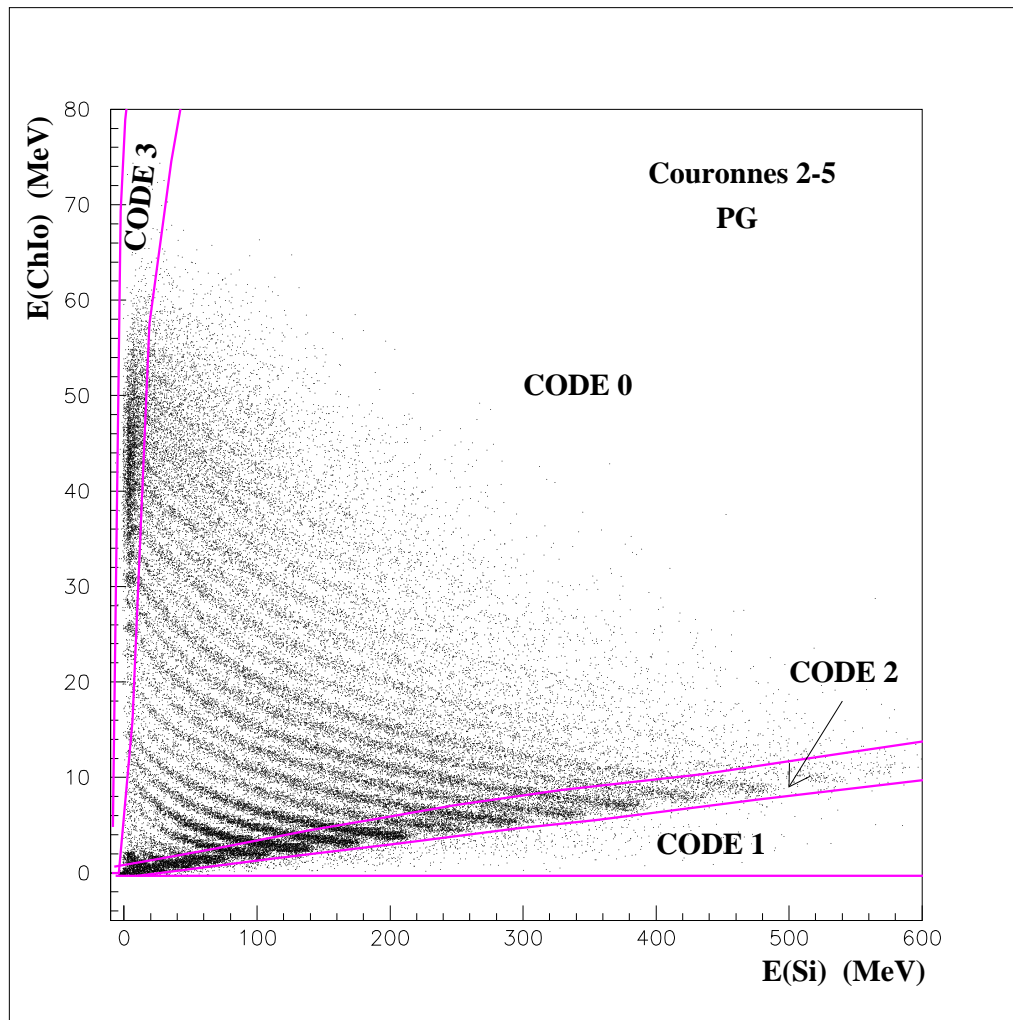


FIG. 2.16 – Codes d'identification.

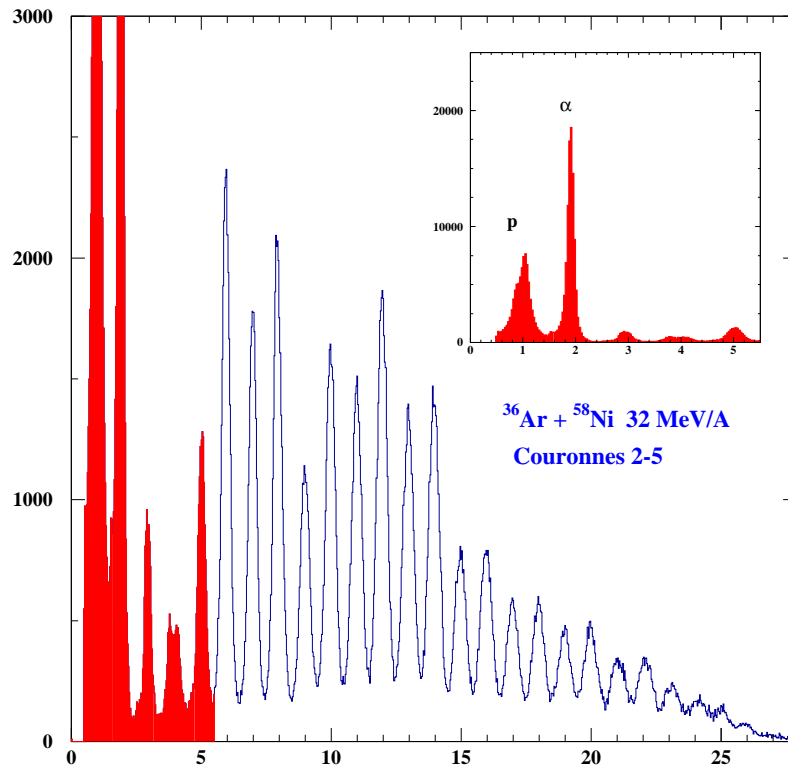


FIG. 2.17 – Fonction d'identification obtenue pour les couronnes 2-5.

2.5 Conclusion

Une quinzaine de mois ont été nécessaires pour achever le dépouillement de la campagne d'expériences du printemps 1993 et obtenir les identifications dans les différents modules d'*INDRA* (phoswichs [35], ChIo-Si, ChIo-CsI [37], Si-CsI [49, 38], CsI [38] et les modules équipés de télescopes étalons) d'une part, et les étalonnages en énergie des détecteurs d'autre part. L'ensemble des programmes, qui réalise ce travail, constitue le programme général *VEDA*. Il assure le contrôle et la cohérence des résultats des différentes procédures. Il permet notamment de résoudre certains problèmes d'empilement de deux particules dans un groupe de détecteurs pourvu que les particules s'arrêtent dans deux étages de détection distincts d'une part, et que la particule la plus rapide soit identifiée sans ambiguïté d'autre part. L'identification de la seconde particule est obtenue a posteriori en déduisant, des énergies mesurées dans les premiers étages de détection, les contributions de la particule bien identifiée à l'aide du calcul de pertes d'énergie.

L'objectif de *VEDA* est de générer une série de bandes magnétiques où sont stockées les caractéristiques des particules (position, charge, masse mesurée ou calculée, énergies déposées) de chaque événement. L'analyse de ces données fait l'objet des prochaines discussions. Nous verrons comment l'information, contenue dans chaque événement, peut être décrite par un ensemble de variables globales qui permet de classer les événements selon le degré de violence de la collision, de caractériser les mécanismes

de réaction qui conduisent à la formation de noyaux chauds, afin de comprendre leurs processus de désexcitation.

Chapitre 3

Présentation de la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni

La réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni s'inscrit dans le cadre de l'étude des processus de désexcitation des noyaux chauds, qui vise à une meilleure compréhension de l'émission de fragments de masses intermédiaires et du rôle de la dynamique de la collision dans l'apparition de ce phénomène. Pour les systèmes légers ($A < 150$), des calculs théoriques, de type Landau-Vlasov, prédisent l'existence d'une phase de compression du système, dans les premiers instants des collisions centrales, suivie d'une phase d'expansion au cours de laquelle se formeraient les fragments [50, 19]. Une condition nécessaire, pour que cette *multifragmentation dynamique* ait lieu, est que le système pénètre dans une région instable, de basse densité ($\rho \sim 0.3\rho_0$), appelée zone spinodale, et qu'il y séjourne un certain temps pour que les fluctuations de densités puissent se propager dans le système. Par analogie avec la théorie de Van der Waals, la production de fragments de masses intermédiaires, dans la voie finale, serait associée à une transition de phase de type liquide-gaz de la matière nucléaire. En effet, les fragments résulteraient alors d'un processus de condensation du gaz de nucléons formé dans la collision. Jusqu'à présent, la recherche d'un signal expérimental de changement d'état de la matière nucléaire chaude est restée infructueuse. Cependant, le G.A.N.I.L. offre, pour les projectiles légers comme l' ^{36}Ar , une large gamme d'énergie de bombardement, de 30 à 100 MeV/u, qui permet d'accéder à de grandes énergies d'excitation et d'explorer les limites de stabilité des noyaux chauds avec un dispositif expérimental performant.

Dans cet exposé, nous nous intéresserons aux moyens mis en œuvre pour sélectionner les événements et caractériser les principaux mécanismes de réaction observés dans le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$.

3.1 La prise de données

Le dispositif d'accélération du G.A.N.I.L., figure 3.1, a fourni un faisceau d' ^{36}Ar à 7 énergies incidentes (32, 40, 52, 63, 74, 84 et 95 MeV/u). Deux faisceaux primaires, de 37 et 95 MeV/u, énergie maximale disponible, ont permis de couvrir ce large domaine en énergie incidente. Le faisceau primaire est ralenti en traversant une cible de ^{12}C ,

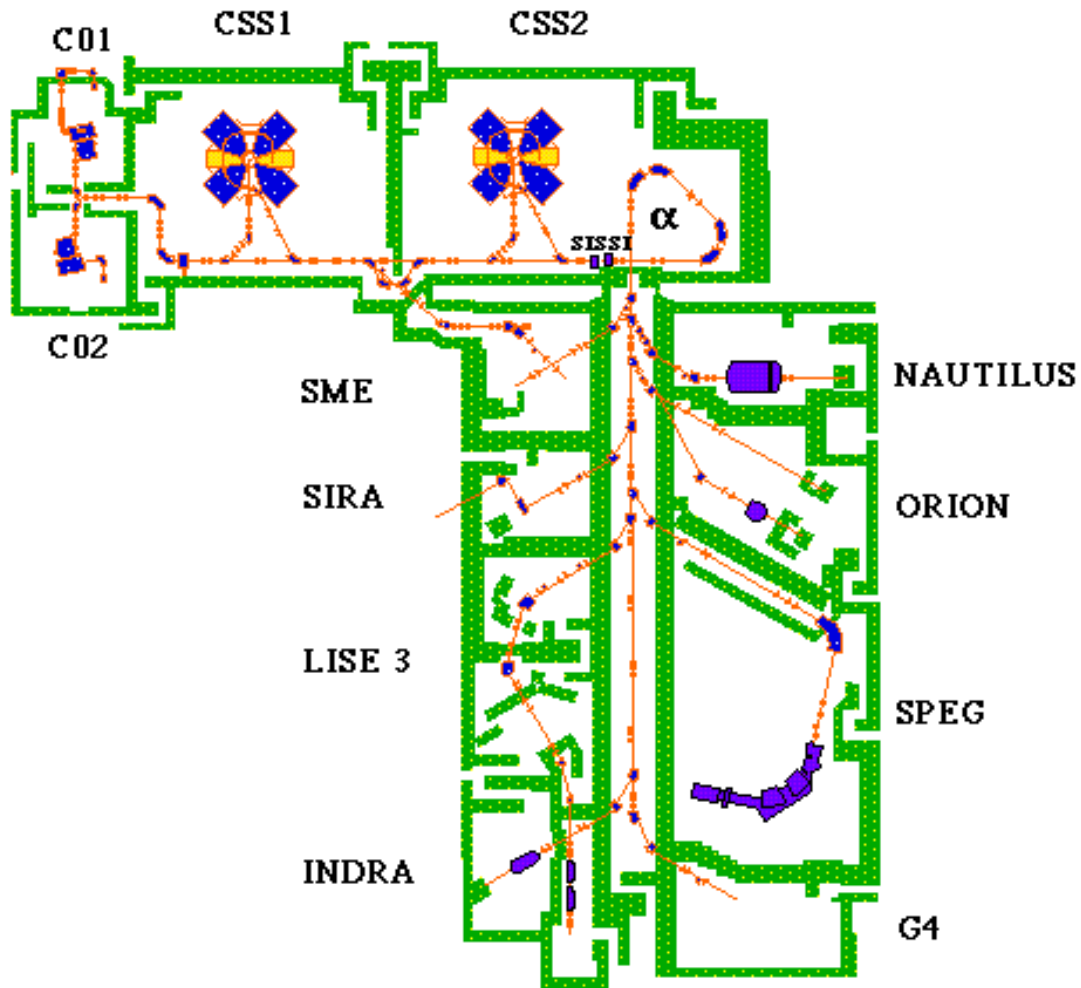


FIG. 3.1 – Vue générale du G.A.N.I.L. et des aires expérimentales.

Le faisceau primaire, ^{36}Ar , sortant de l'injecteur (C0) avec un faible état de charge, 5^+ ou 10^+ (voir texte), est accéléré par le premier cyclotron, CSS1, jusqu'à 10 MeV/u environ. Le faisceau est ensuite porté à un état de charge élevé, 17^+ ou 18^+ , en traversant une feuille mince de ^{12}C , avant d'être injecté dans le second cyclotron, CSS2, qui l'accélère à l'énergie nominale, 37 ou 95 MeV/u. A l'exception de l'énergie maximale, le faisceau est ralenti dans une cible épaisse de ^{12}C , placée devant l'analyse magnétique α , qui détermine précisément l'énergie du faisceau, $^{36}\text{Ar}^{18+}$, envoyée dans INDRA.

	Z	A	M	R
Projectile	18	36	35.958	4.0
Cible	28	58	57.935	4.7

$B\rho$	E_{inc}	E_{disp}	β_{proj}	β_{CM}	β_{NN}	θ_{ef}	σ_{tot}
1.630	31.57	7.43	0.254	0.099	0.129	3.5	3060
1.839	40.02	9.41	0.284	0.112	0.145	2.8	2930
2.098	51.76	12.15	0.320	0.127	0.164	2.1	2870
2.322	63.03	14.78	0.350	0.140	0.181	1.7	2840
2.524	74.05	17.34	0.377	0.151	0.195	1.5	2810
2.688	83.63	19.56	0.397	0.160	0.207	1.3	2790
2.879	95.33	22.26	0.421	0.171	0.221	1.1	2780

M : Masse ($\times 931.494$ MeV). R : Rayon nucléaire ($1.22 A^{1/3}$ fm).
 $B\rho$: Rigidité magnétique (T.m). E_{inc} : Energie incidente (MeV/u).
 E_{disp} : Energie disponible dans le Centre de Masse de la réaction (MeV/u).
 β : Vitesses du projectile, du CM et du système nucléon-nucléon.
 θ_{ef} : Angle d'effleurement (deg). σ_{tot} : Section efficace de réaction (mb).

TAB. 3.1 – Quelques ordres de grandeurs pour la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$.

dont l'épaisseur apparente varie en fonction de son orientation par rapport au faisceau. L'énergie du faisceau sortant est déterminée, avec une grande précision ($\sim 10^{-3}$) par le spectromètre « alpha », en sélectionnant une valeur de la rigidité magnétique. Avec cette technique de ralentissement, les réglages des cyclotrons, CSS1 et CSS2, sont effectués uniquement pour les deux faisceaux primaires, réduisant ainsi le temps mort entre chaque changement d'énergie.

Le tableau 3.1 résume les caractéristiques cinématiques de la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$. Pour les grandes énergies de bombardement, les corrections relativistes sur les vitesses sont voisines de 7% justifiant le recours à une cinématique relativiste [51] :

$$\begin{aligned}
 \beta_{relat} &= \frac{\sqrt{E^2 + 2mc^2 E}}{E + mc^2} \\
 &= \frac{\sqrt{1 + E/2mc^2}}{1 + E/mc^2} \beta_{class} \\
 &\sim 0.930 \beta_{class} \quad \text{à } 95 \text{ MeV/u}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Par souci de simplification des écritures, nous adopterons, pour la suite de l'exposé, la convention $c = 1$, avec laquelle les masses et les impulsions s'expriment dans les mêmes unités que l'énergie, autrement dit en MeV. Les angles d'effleurement, donnés à titre indicatif, sont calculés en utilisant les paramétrisations de Wilcke et al. [52]. Aux énergies considérées, les valeurs obtenues sont inférieures à 3° , ce qui signifie que la plupart des événements, provenant de diffusions élastiques ou quasi-élastiques, ne sont pas détectés dans *INDRA*, en raison du « trou », entre 0° et 2° , destiné au passage du faisceau. Enfin, la section efficace de réaction, voisine de 3 barns, varie peu avec

l'énergie incidente. Cette dernière est calculée à l'aide de la formule empirique de Kox et al. [53] :

$$\sigma_{tot} = \pi r_0^2 \left[A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3} + \frac{a A_{proj}^{1/3} A_{cib}^{1/3}}{A_{proj}^{1/3} + A_{cib}^{1/3}} - b \right]^2 \left(1 - \frac{B_{coul}}{E_{disp}} \right) \quad (3.2)$$

où B_{coul} est la barrière coulombienne, estimée à 70 MeV, et r_0 un rayon fixé à 1.05 fm. Les autres paramètres a et b sont ajustés de manière à reproduire les données. Le premier est associé à un terme d'asymétrie de masse, considéré comme une constante $a = 1.9$, alors que le second rend compte du phénomène de transparence dépendant de l'énergie incidente.

La géométrie d'*INDRA* impose que le faisceau soit d'une bonne qualité optique, centré sur la cible afin de conserver la symétrie de révolution. Pour maintenir un taux faible d'interaction multiple dans la cible, inférieur à 10^{-4} , nous travaillons avec de faibles intensités de faisceaux d'une part, $\sim 2-4 \cdot 10^7$ particules/s, et avec une cible mince de ^{58}Ni d'autre part, de 0.193 mg.cm^{-2} d'épaisseur, qui permet également de minimiser les seuils de détection des produits de réaction.

Le système d'acquisition est déclenché lorsque 3 (ou 4 à 95 MeV/u) modules sont touchés simultanément. Dans ces conditions, le taux d'acquisition est voisin de 150 événements/s, représentant un temps mort de 20% environ. Les photons de grande énergie pouvant déclencher les discriminateurs des scintillateurs CsI, une multiplicité minimale de 3 (ou 4) permet de rejeter les événements de diffusion quasi-élastique ou encore de bruit de fond. Le système déclenchement, basé sur un critère de multiplicité, introduit ainsi un biais minimal sur les événements mesurés. Notons que des prises de données avec un seuil de multiplicité, $M_d = 1$, ont été effectuées pour des raisons de normalisation des calculs de section efficace.

Pour la campagne de mesures $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$, *INDRA* était dans une configuration incomplète où manquaient les chambres à ionisation au-delà de 90° . Pour ces angles arrière, seules les identifications des particules légères ($Z \leq 3$) sont possibles avec les CsI. Nous verrons dans quelle mesure ces détecteurs ont fait défaut pour une meilleure reconstruction des sources d'émission. En revanche, les chambres avant fonctionnaient avec les pressions maximales de C_3F_8 ($P_{gaz} = 49/30 \text{ mbar}$). Enfin, la tension du porte-cible a été abaissée autour de 30 kV afin d'éviter les problèmes de claquage tout en réduisant, de façon importante, le bruit au niveau des chambres dû aux électrons [30].

3.2 Efficacité de détection

3.2.1 Bilan en charge

Pour avoir un aperçu de l'efficacité de détection d'*INDRA*, il convient de s'intéresser aux grandeurs qui devraient se conserver, événement par événement, dans un détecteur idéal. Ainsi, la somme des charges détectées est un exemple des variables que nous pouvons aisément construire avec les données des identifications. La distribution de la charge totale détectée (Z_{TOT}), figure 3.2, met en évidence trois catégories d'événements. La première est caractérisée par une faible charge totale ($Z_{TOT} < 15$), la seconde par

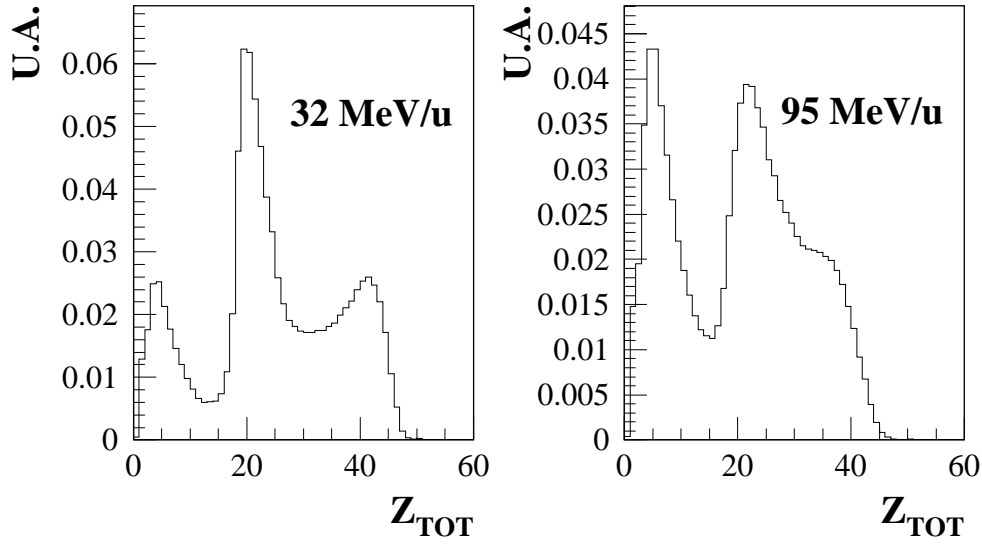


FIG. 3.2 – Distribution de la charge totale détectée à 32 et 95 MeV/u.

une charge totale proche du projectile ($Z_{TOT} \sim 20$), et enfin la troisième où une grande partie de la charge du système ($Z_{sys} = 46$) est détectée.

Le nombre de particules chargées, ou multiplicité totale de l'événement (M_{TOT}), est une autre donnée des identifications qui fournit une indication sur la violence de la collision. La corrélation entre ces deux variables, figure 3.3, montre l'évolution de l'efficacité d'*INDRA* en fonction de l'énergie dissipée dans le système. Les deux premières régions, pour lesquelles la charge recueillie est incomplète, sont associées à de faibles valeurs de multiplicités, caractéristiques de collisions peu violentes ou périphériques. Dans ce type de collision, deux fragments principaux sont présents dans la voie de sortie, témoins des deux partenaires de la réaction, communément appelés quasi-projectile (QP) et quasi-cible (QC). Si l'énergie transférée à la quasi-cible n'est pas suffisante pour franchir les seuils de détection, de l'ordre de 1 MeV/u, cette dernière n'est pas détectée. Par ailleurs, si la trajectoire du quasi-projectile n'est pas suffisamment déviée ($\Theta_{lab} < 2^\circ$), alors le QP n'est pas détecté dans *INDRA*, donnant lieu à la première classe d'événements ($Z_{TOT} < 15$) qui n'est pas étudiée en raison d'une information trop incomplète sur le système. En revanche, lorsque le QP est détecté, correspondant à la seconde classe d'événements ($Z_{TOT} \sim 20$), il est possible d'étudier la désexcitation de ce dernier sur un large domaine en paramètre d'impact.

Au fur et à mesure que l'énergie dissipée augmente, les fragments venant de la désexcitation de la quasi-cible sont à leur tour détectés dans *INDRA*. Pour les collisions semi-périphériques et centrales, le dispositif 4π offre un maximum d'efficacité de détection et la possibilité d'isoler des événements pour lesquels au moins 80% de la charge totale du système est mesurée. Les caractéristiques cinématiques de ces événements sont encore à préciser.

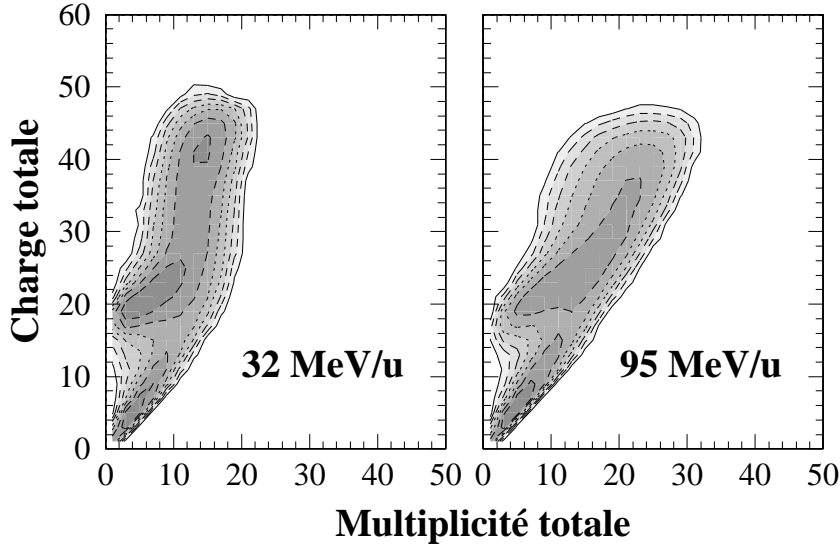


FIG. 3.3 – Evolution de la charge totale en fonction de la multiplicité de particules chargées.

3.2.2 Bilan en impulsion

La position des particules dans l'espace est déterminée par les angles polaires (θ) et azimutaux (φ) moyens des modules touchés. Afin de ne pas introduire de fluctuations supplémentaires, nous n'avons pas considéré de tirage aléatoire des positions dans le domaine angulaire couvert par chaque détecteur, excepté pour certaines représentations auxquelles nous reviendrons ultérieurement.

L'étude des variables cinématiques implique une estimation de la masse des particules et des fragments lorsqu'elle n'est pas mesurée. Le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ étant pauvre en neutrons ($A/Z \sim 2.04$), la formule du nombre de masse 3.3, utilisée dans *VEDA* pour reproduire les noyaux de la vallée de la stabilité, est mise en défaut pour les fragments lourds ($Z > 15$). Elle conduit, en effet, à un excès de 5 neutrons pour un noyau de charge $Z = 30$. Aussi avons-nous recours aux prescriptions suivantes pour le calcul du nombre de masse (A) en fonction du résultat des identifications (Z) :

$$Z = 1 \rightarrow A = 1$$

$$Z = 2 \rightarrow A = 4$$

$$3 \leq Z \leq 15 \rightarrow A = 1.867 Z + 0.016 Z^2 - 1.07 \cdot 10^{-4} Z^3 \quad (3.3)$$

$$Z \geq 16 \rightarrow A = \left(\frac{A}{Z}\right)_{\text{cible}} Z = 2.07 Z \quad (3.4)$$

Les particules légères ($Z = 1$, $Z = 2$), dont le nombre de masse est calculé de cette manière, représentent au total 4% des ^1H et 17% des ^4He à 95 MeV/u. Leur poids statistique augmente cependant aux basses énergies de bombardement. La masse proprement dite des particules (m) est calculée à l'aide d'une table de défauts de masse δm [54] :

$$m(A, Z) = 931.494 A + \delta m(A, Z) \quad \text{MeV} \quad (3.5)$$

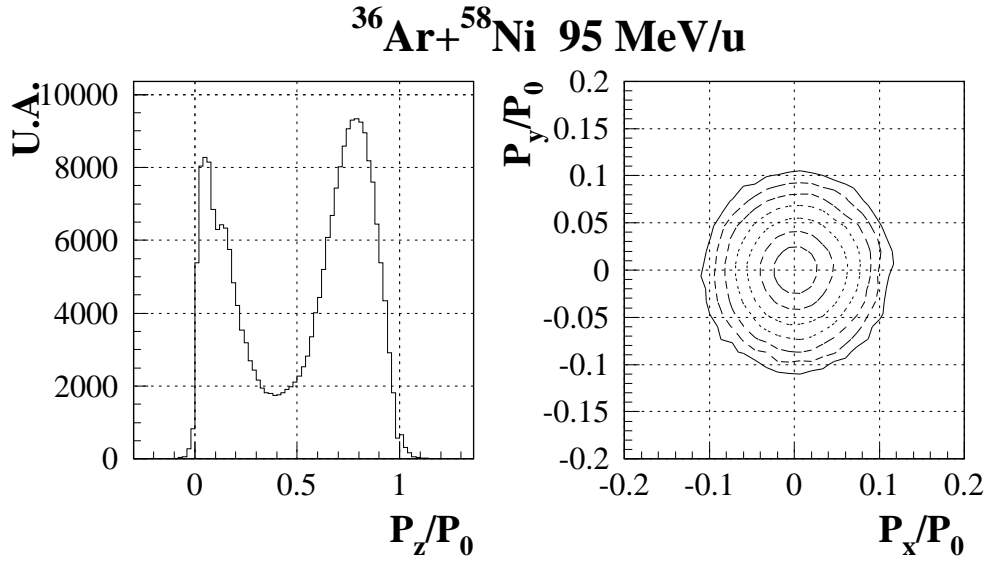


FIG. 3.4 – A gauche : Distribution d'impulsion parallèle totale. A droite : Distribution d'impulsions dans le plan transverse au faisceau. Les valeurs sont normalisées à l'impulsion du projectile P_0 .

L'impulsion totale est obtenue, événement par événement, à partir des positions (θ_i, φ_i) , des masses (m_i) et des énergies cinétiques des différentes particules (E_i) :

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{M_{TOT}} \vec{p}_i \quad \text{avec} \quad \vec{p}_i = \begin{bmatrix} p_i \sin \theta_i \cos \varphi_i \\ p_i \sin \theta_i \sin \varphi_i \\ p_i \cos \theta_i \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad p_i = \sqrt{E_i^2 + 2 m_i E_i} \quad (3.6)$$

La vitesse des particules se déduit de l'expression 3.2.2 :

$$\vec{\beta}_i = \frac{\vec{p}_i}{E_i + m_i} \quad (3.7)$$

La symétrie de révolution autour de la direction du faisceau impose que nous ayons en valeur moyenne : $P_x = P_y = 0$. La conservation de l'impulsion dans le plan transverse $P_x - P_y$ est vérifiée comme le montre la figure 3.4. A l'exception de quelques détecteurs défectueux, le taux de comptage des modules d'une même couronne est homogène. En revanche, l'impulsion parallèle totale (P_z) n'est, quant à elle, pas conservée. La distribution de P_z présente un pic autour de 80% de l'impulsion du projectile incident P_0 . De nombreux facteurs contribuent à une mauvaise détermination de l'impulsion tels que : les zones mortes, les seuils de détection, les fragments mal identifiés (Z_{min}), ainsi que les neutrons qui ne sont pas détectés.

Une simulation, à l'aide d'un code de désexcitation binaire séquentielle (cf. annexe B), permet d'estimer l'effet des neutrons sur le bilan en impulsion. A 95 MeV/u, en collisions centrales, pour un paramètre d'impact de 2 fm, 6 neutrons sont émis en moyenne dans la voie finale emportant 7% de l'impulsion initiale. Les 13% manquants sont attribués aux particules non détectées ou mal identifiées dans *INDRA*.

La corrélation entre l'impulsion parallèle totale, P_z , et la charge totale collectée, Z_{TOT} , figure 3.5, met de nouveau en évidence les trois catégories d'événements rencontrés précédemment, à savoir les événements mal mesurés ($P_z/P_0 < 0.5$), ceux où le

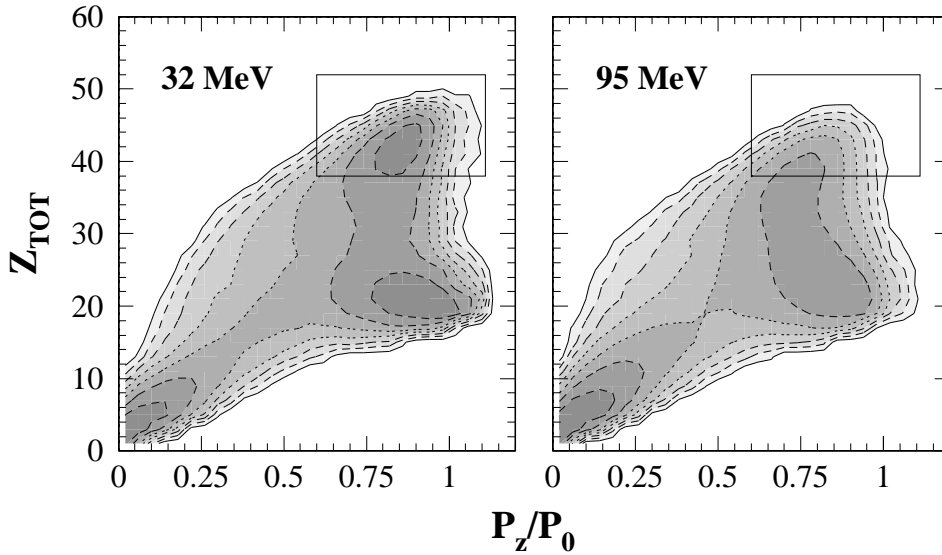


FIG. 3.5 – Corrélation entre la charge totale et l'impulsion parallèle collectée, à 32 et 95 MeV/u. Les rectangles délimitent les événements satisfaisant aux critères de complétude : $Z_{tot} \geq 38$ et $0.6 \leq P_z/P_0 \leq 1.1$.

QP est détecté ($P_z/P_0 \sim 0.9$ et $Z_{TOT} \sim 20$) et enfin les événements bien caractérisés en charge ($Z_{TOT} \geq 38$) et en impulsion ($P_z/P_0 \sim 0.8$).

3.2.3 Événements complets

Deux critères de complétude, demandant que 80% de la charge du système et 60% de l'impulsion du projectile soient collectées (cf. fig. 3.3), définissent une classe d'événements pour laquelle les données sont les moins biaisées par le dispositif expérimental. Elle représente 18% des événements mesurés par *INDRA* à 32 MeV/u, cette proportion diminue avec l'énergie, elle n'est plus que de 7% à 95 MeV/u. La probabilité de détecter un événement complet chute avec l'augmentation du nombre des produits de réaction. Les événements complets, à 95 MeV/u, ne représentent qu'une petite fraction des événements mesurés avec *INDRA*.

Les effets des critères de sélection sur les distributions de multiplicité sont présentés sur la figure 3.6. La plus grande partie des événements de basses multiplicités, correspondant aux collisions périphériques, est éliminée en imposant le critère de complétude. En revanche, il est intéressant de noter que les événements de grandes multiplicités sont conservés, montrant ainsi l'efficacité de détection *INDRA* pour l'étude des collisions centrales. Les largeurs des distributions de multiplicité augmentent avec l'énergie incidente, des valeurs maximales ~ 35 sont atteintes à 95 MeV/u, voisines de la charge du système. Cette évolution suggère une production importante de particules légères ($Z = 1$, $Z = 2$) dans la voie finale, aux grandes énergie de bombardement, accompagnée d'une diminution de la taille des fragments par conservation de la charge totale.

Le nombre moyen de fragments ($Z \geq 3$), observés dans les événements complets, est faible $\langle M_{IMF} \rangle \sim 2.3$, quelle que soit l'énergie de bombardement, les multiplicités de 2 et 3 *IMF* étant les plus probables. La figure 3.7 montre l'évolution de la partition

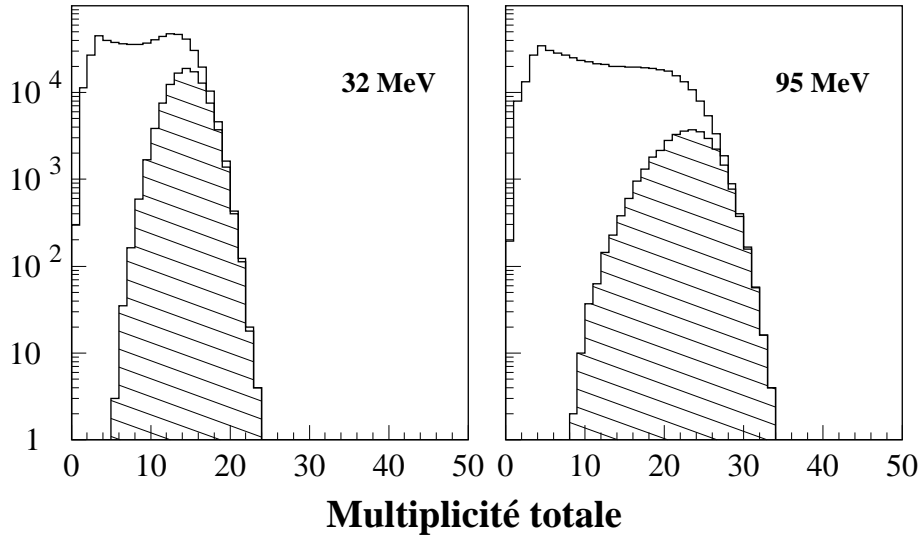


FIG. 3.6 – Distributions de multiplicité des événements complets (zone hachurée) superposées aux distributions obtenues sans sélection, à 32 et 95 MeV/u.

du système en fonction du nombre de fragments et de l'énergie incidente. Au-delà de 52 MeV/u, la proportion des événements, contenant plus de 2 *IMF*, diminue au profit des événements contenant peu de fragments. 52 MeV/u semble ainsi l'énergie la plus favorable pour étudier les événements à plusieurs *IMF*. Des tendances similaires ont été observées dans le système Zn+Ti [55]. Elles sont toutefois en contradiction avec les prédictions des modèles statistiques concernant la désexcitation de noyaux lourds (Au), où la production d'*IMF* augmente avec l'énergie d'excitation déposée dans le système [15, 16].

Lorsque l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction augmente, la variation la plus spectaculaire concerne les événements ne contenant pas de fragment, autrement dit, pour lesquels le système s'est désintégré en neutrons et en particules légères ($Z = 1$, $Z = 2$). La section efficace de ces événements de « vaporisation » croît rapidement à partir de 40 jusqu'à 95 MeV/u, où ils représentent 1% environ des événements complets. Les événements de « vaporisation » ont été mis en évidence et étudiés pour la première fois avec *INDRA* [31, 56], nous verrons dans les prochains chapitres comment ce mode particulier de décroissance s'inscrit dans le cadre des autres processus de décroissance observés.

Pour confronter les données expérimentales avec les prédictions théoriques, ou encore, pour comparer les résultats obtenus à différentes énergies de faisceau, il est utile de définir une échelle de violence de la collision. Aussi la section suivante est-elle consacrée aux variables globales utilisées pour classer les événements en fonction de la centralité de la collision.

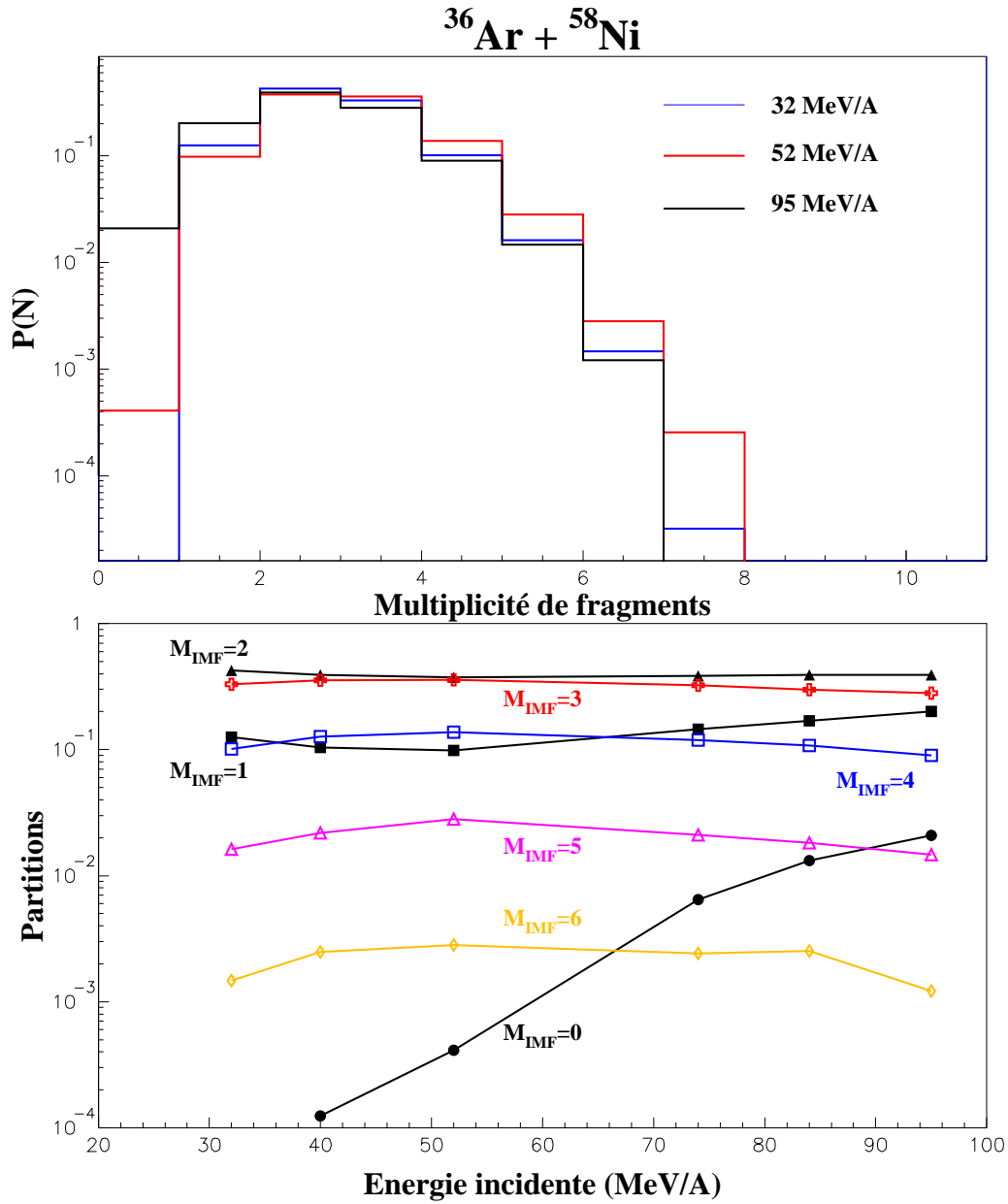


FIG. 3.7 – En haut : Distributions du nombre de fragments ($Z \geq 3$) dans les événements complets à 32, 52 et 95 MeV/u. En bas : Evolution de la partition du système en fonction de la multiplicité d'IMF et de l'énergie incidente.

3.3 Variables globales

Les dix dernières années ont été les témoins de l'apparition de détecteurs 4π auprès des accélérateurs d'ions lourds, installés en France, comme à l'étranger. En se limitant aux détecteurs de particules chargées, nous citerons : *NAUTILUS* au G.A.N.I.L. (Caen), *AMPHORA* à S.A.R.A. (Grenoble) et au-delà de nos frontières, la *MINIBALL* de M.S.U.¹, *ALADIN* et *FOPI* au G.S.I.² (Darmstadt). Pour faire face aux grandes quantités de données que fournissent les expériences menées avec ces détecteurs, de nouveaux outils ont été développés pour trier et analyser les données, événement par événement.

Ces méthodes reposent sur le choix d'un nombre restreint de variables globales contenant un maximum d'informations sur les collisions. Ces variables sont utilisées pour isoler des classes d'événements où les noyaux chauds sont formés dans des conditions voisines. Le choix de ces variables globales n'est pas universel. Il dépend de l'énergie, par le biais des mécanismes de réaction mis en jeu, et dans une certaine mesure, du dispositif expérimental. Dans cette optique, les générateurs d'événements sont utiles pour quantifier les corrélations induites par les sélections sur les données physiques que l'on veut extraire.

Nous verrons des exemples de variables globales construites à partir des caractéristiques cinématiques des produits de la réaction dont nous étudierons les corrélations avec le paramètre d'impact et la forme de l'événement.

3.3.1 Estimation du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact, qui caractérise la voie d'entrée de la collision, n'est pas directement mesurable expérimentalement. Il existe cependant un ensemble de variables qui sont de bons indicateurs de la violence de la collision. Au côté des variables traditionnelles, comme la multiplicité de particules chargées, M_{TOT} [57], la charge du plus gros fragment, Z_{max} , ou la charge des particules liées ($Z \geq 2$), Z_{bound} [58], apparaissent des variables cinématiques comme la **directivité** [59], basée sur les impulsions, ou encore E_{RAT} [60], basée sur les énergies; le choix des variables globales variant selon le domaine d'énergie et le dispositif expérimental.

Energie transverse

Nous nous sommes intéressés à une grandeur bien mesurée par *INDRA*, à savoir l'énergie, et plus précisément, à l'énergie cinétique transverse de l'ensemble des particules définie par :

$$E_{tr} = \sum_{i=1}^{M_{TOT}} E_i \sin^2 \theta_i \quad (3.8)$$

Cette quantité, invariante par translation, est calculée avec des grandeurs extraites directement des données (E_i et θ_i) qui n'impliquent pas d'hypothèse particulière comme pour le calcul de l'impulsion. Pour établir des comparaisons entre les différentes énergies

1. Michigan State University

2. Gesellschaft für SchwerIonenforschung

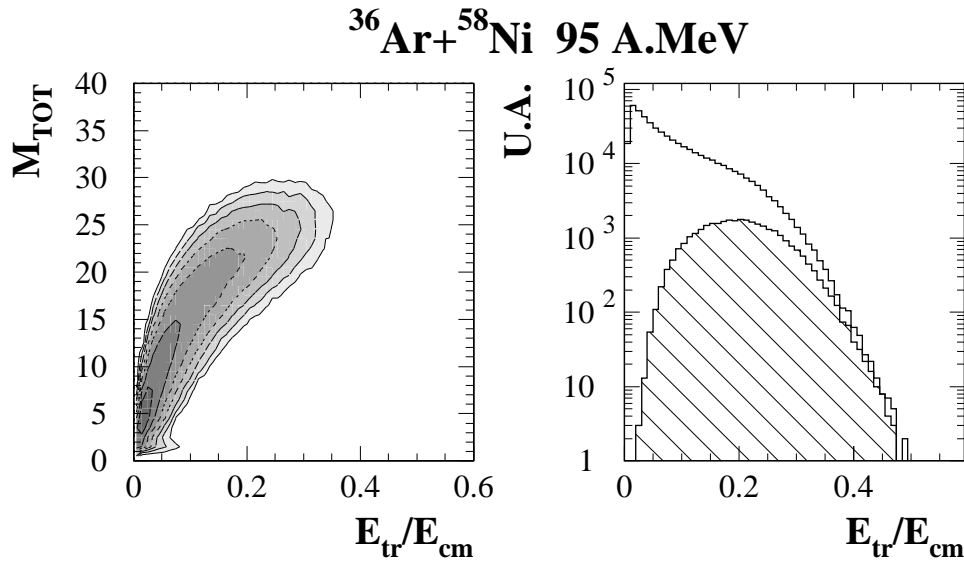


FIG. 3.8 – *A gauche : Variation de la multiplicité totale en fonction de l'énergie transverse. A droite : Distribution d'énergie transverse associée aux événements complets (partie hachurée) comparée à la distribution totale.*

de bombardement, nous exprimerons l'énergie transverse normalisée par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction.

La figure 3.8 montre la corrélation entre l'énergie transverse et la multiplicité de particules chargées. Pour les collisions périphériques ($M_{TOT} \leq 15$), nous observons une variation linéaire de l'énergie transverse avec la multiplicité. Cependant, pour des collisions plus violentes ($M_{TOT} \geq 20$), alors que la multiplicité semble saturer, l'énergie transverse, quant à elle, continue d'augmenter avec la centralité de la collision. Cette variable cinématique possède donc un pouvoir discriminant plus important que la multiplicité pour les collisions centrales. Par ailleurs, la largeur de la distribution d'énergie transverse associée aux événements complets laisse supposer une échelle en paramètre d'impact plus étendue que celle estimée à partir des distributions de multiplicité.

Normalisation des échelles en paramètre d'impact

Le paramètre d'impact (b), défini comme la distance séparant les trajectoires des noyaux avant la collision, est relié à la section efficace géométrique : $\sigma_g = \pi b^2$. La donnée des sections efficaces de réaction (cf. tab. 3.1) fournit une valeur du paramètre d'impact maximum (b_{max}), comprise entre 9.9 et 9.4 fm, selon l'énergie incidente. Une échelle en paramètre d'impact, normalisée à b_{max} , est obtenue en intégrant les distributions de multiplicité ou d'énergie transverse, en supposant une variation monotone de ces grandeurs avec la centralité de la collision :

$$\frac{b}{b_{max}} = \left[\frac{1}{Y_{tot}} \int_E^{E_{max}} \frac{dY}{dE_{tr}} dE_{tr} \right]^{1/2} \quad (3.9)$$

$$= \left[\frac{1}{Y_{tot}} \int_M^{M_{max}} \frac{dY}{dM} dM \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

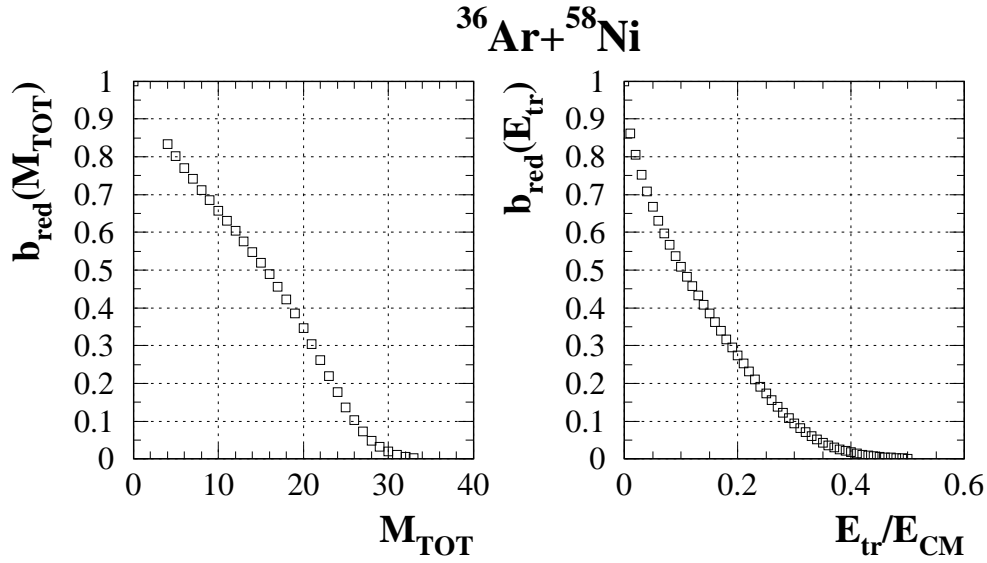


FIG. 3.9 – Echelles en paramètre d'impact réduit (b/b_{max}) déduites des distributions de multiplicité et d'énergie transverse.

La constante de normalisation Y_{tot} établit la correspondance entre l'intégrale de chaque distribution et la section efficace. Elle est déterminée à partir de la section efficace totale de réaction σ_{tot} afin de prendre en compte les biais, introduits par le seuil de déclenchement ($M_d \geq 3$ ou 4), sur la distribution de multiplicité :

$$\sigma_{tot} = \frac{A_{cib}}{t \mathcal{N}_A} \frac{q e}{Q TA} Y_{tot} \quad (3.11)$$

Le premier terme de cette expression rend compte du nombre de centres diffuseurs par cm^2 dans la cible de ^{58}Ni , d'épaisseur $t = 193 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^2$, tandis que le second terme représente le nombre d'ions incidents ($q = 18^+$), donné par la charge collectée dans la cage de Faraday (Q) et le temps mort du système d'acquisition ($1 - TA$). Dans les prises de données à 95 MeV/u, on a en moyenne : $Q \sim 0.2 \mu\text{C}$, $TA \sim 83\%$. Sachant que $\sigma_{tot} \sim 2780 \text{ mb}$, on en déduit :

$$Y_{tot} \simeq 0.695 \cdot 10^3 Q TA \sigma_{tot} \sim 3.21 \cdot 10^5 \text{ événements} \quad (3.12)$$

Le nombre moyen d'événements de multiplicité, $M_{TOT} \geq 4$, est $\sim 2.23 \cdot 10^5$, représentant 69.5% du nombre total d'événements, $M_{TOT} \geq 1$, estimé à l'aide de la relation 3.3.1; soit en terme de paramètre d'impact : 83% du b_{max} calculé. Ce pourcentage est similaire pour les autres énergies de bombardement.

Comparaison des échelles en paramètre d'impact

La figure 3.9 montre les échelles en paramètre d'impact que nous obtenons avec la multiplicité totale d'une part, et l'énergie transverse des particules chargées d'autre part, dont la figure 3.10 dresse la comparaison. Si, pour les collisions périphériques, les deux variables globales sont de bonnes candidates pour classer les événements, en

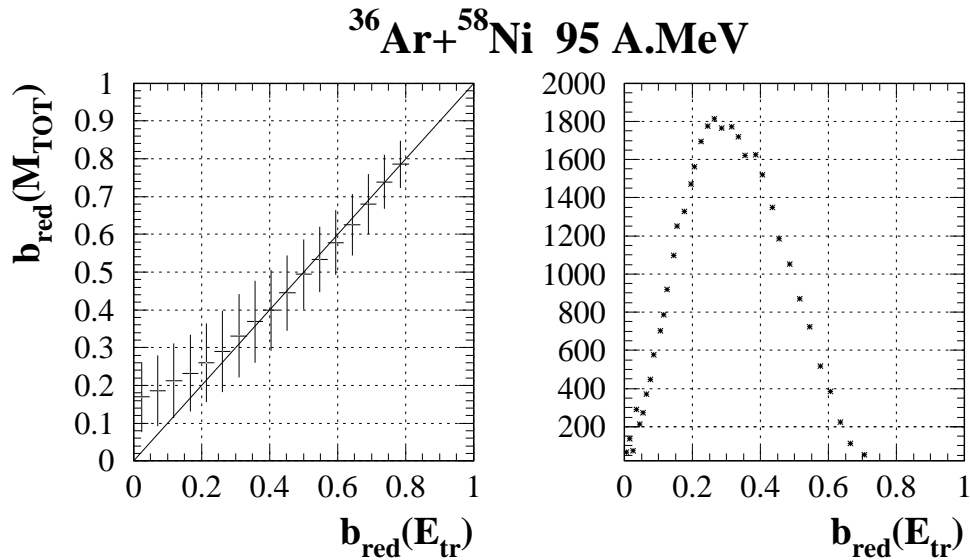


FIG. 3.10 – *A gauche : Comparaisons des deux échelles en paramètre d'impact. A droite : Distribution en paramètre d'impact des événements complets.*

revanche, au-dessous de $b_{\text{red}} \sim 0.4$, la multiplicité sature pour $M_{\text{TOT}} \sim 24$, alors que l'échelle en énergie transverse offre une bonne sélectivité jusqu'à $b_{\text{red}} \sim 0.1$. En dessous de cette valeur, la variable perd à son tour son pouvoir de discrimination.

Une simulation, réalisée avec le générateur *SIMON* (cf. annexe B), confirme ces observations en montrant, figure 3.11, la variation du paramètre d'impact théorique en fonction de ces deux observables. L'énergie transverse présente une bonne linéarité avec le paramètre d'impact jusqu'aux collisions centrales. Le changement de pente observé dans la corrélation est dû à un changement de mécanisme de réaction dans la modélisation de la voie d'entrée, les deux noyaux fusionnant au-dessous de 1.5 fm.

Enfin, les événements complets couvrent un domaine en paramètre d'impact inférieur à 5 fm (voir fig. 3.10). Selon les besoins de l'analyse, il est cependant possible d'augmenter la statistique des événements venant des collisions périphériques en diminuant la contrainte sur la charge totale détectée.

Pour conclure, il convient de souligner les limites des échelles en paramètre d'impact établies avec une variable globale. En effet, la précision obtenue ~ 1 fm, ne permet pas de sélectionner plus d'une dizaine de tranches en paramètre d'impact. Par ailleurs, le pouvoir de discrimination d'une variable n'est pas homogène sur l'ensemble du domaine, comme nous l'avons vu pour la multiplicité. Pour obtenir une échelle plus fine en paramètre d'impact, notamment pour les collisions centrales, il est préférable d'abandonner la méthode de tri fondée sur une variable unique, au profit de techniques utilisant un ensemble d'observables, ayant une sensibilité différente sur plusieurs domaines de paramètre d'impact. L'introduction de variables ayant trait à l'isotropie de l'émission permet d'améliorer ainsi la sélection des collisions centrales. Dans cet esprit, des techniques basées sur des réseaux de neurones offrent des perspectives intéressantes [61]. La clef de ces méthodes réside dans le choix de la combinaison de variables qui fournit le meilleur résultat.

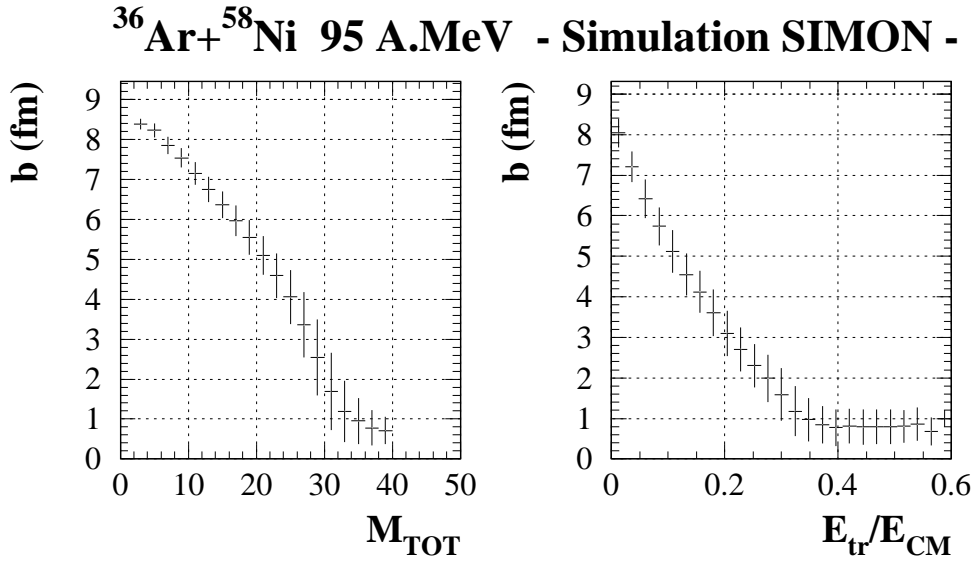


FIG. 3.11 – Corrélations de la multiplicité et de l'énergie transverse avec le paramètre d'impact théorique d'une simulation. Ces diagrammes sont obtenus en découpant la distribution de multiplicité, ou d'énergie transverse, en plusieurs tranches; les points représentent la valeur moyenne de la distribution de paramètre d'impact associée à chacune de ces tranches, les barres verticales reflétant la largeur, ou l'écart-type, de cette distribution.

3.3.2 Variables de forme

Les analyses de la forme des événements sont largement utilisées par les collaborations travaillant avec des détecteurs 4π , aussi passerons-nous rapidement en revue deux méthodes. La plus répandue est fondée sur le tenseur de sphéricité. La seconde est une technique empruntée à la physique des hautes énergies, proposée par Fox et Wolfram [62], appliquée aux collisions d'ions lourds par J.F. Lecolley. L'objectif poursuivi avec ces méthodes est de pouvoir remonter, à partir de la forme de l'événement, aux mécanismes de réaction. Elles sont ainsi utilisées pour isoler les événements provenant de la désexcitation d'une source unique, dont l'émission isotrope, dans le centre de masse de la réaction, constitue la principale signature.

Tenseur de sphéricité

Le tenseur de sphéricité (Q_{ij}) est calculé, événement par événement, à l'aide des impulsions des particules (\vec{p}_k):

$$Q_{ij} = \sum_{k=1}^M \omega_k p_{ik} p_{jk} \quad (i,j) \text{ coordonnées cartésiennes} \quad (3.13)$$

Il existe plusieurs prescriptions pour le poids ω_k [63], conduisant à différentes interprétations du tenseur de sphéricité. Avec la prescription, $\omega_k = 1/m_k$, ce dernier donne la répartition de l'énergie emportée dans les trois directions de l'espace. La diagonalisation du tenseur 3.13 permet alors de caractériser l'événement sous la forme d'un ellipsoïde, figure 3.12, dont les axes principaux ($\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$) donnent l'orientation

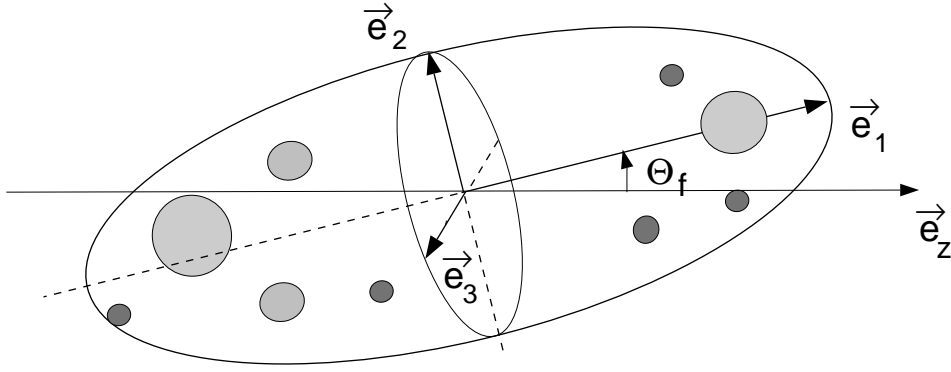


FIG. 3.12 – Événement représenté sous la forme d'un ellipsoïde obtenu en diagonalisant le tenseur de sphéricité.

par rapport au faisceau, et les valeurs propres ($\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$) la forme dans l'espace des impulsions.

L'information contenue dans le tenseur de sphéricité est résumée par la donnée de 3 observables. La première indique la direction privilégiée d'écoulement de la matière tandis que les deux autres, définies à partir des valeurs propres du tenseur, normalisées à leur somme ($\sum_i \lambda'_i = 1$), caractérisent la forme de l'événement :

- L'angle de déviation ($0^\circ \leq \Theta_f \leq 90^\circ$), encore appelé angle de « flot », est l'angle entre le grand axe de l'ellipsoïde (\vec{e}_3) et la direction du faisceau (\vec{e}_z).
- La sphéricité (S) et la coplanarité (C) sont définies par :

$$S = 0.5 (1 - \lambda'_3) \quad \text{et} \quad C = \frac{\sqrt{3}}{2} (\lambda'_2 - \lambda'_1) \quad (3.14)$$

Dans un diagramme sphéricité-coplanarité, les événements sont situés à l'intérieur d'un triangle dont les sommets définissent 3 formes caractéristiques de type : « cigare » ($S \sim 0, C \sim 0$), « disque » ($S \sim 3/4, C \sim 1/4$) ou « sphère » ($S \sim 1, C \sim 0$). Dans ce dernier cas, l'angle de « flot » devient indéterminé en l'absence de direction privilégiée.

Le tenseur de sphéricité est généralement construit avec les fragments. Comme, pour notre système, la multiplicité d' IMF est faible, nous avons inclus, dans cette analyse, les particules de charge $Z \geq 2$. La figure 3.13 montre l'évolution de la forme des événements et de l'angle de « flot », pour différentes tranches en paramètre d'impact, obtenu à partir de la distribution d'énergie transverse. Les collisions périphériques ($b_{red} > 0.55$) conduisent à des formes de type cigare associées à de petits angles de flot ($\Theta_f \leq 10^\circ$), le grand axe de l'ellipsoïde étant alors pratiquement confondu avec l'axe du faisceau. Pour les collisions plus violentes, les événements prennent des formes intermédiaires couvrant un large domaine d'angle de flot.

Il convient de souligner la sensibilité de ces observables au nombre fini de particules de l'événement [35]. Une illustration de cet effet de nombre fini est donnée par la figure 3.14 présentant le résultat d'une simulation pour une émission isotrope. La distribution de sphéricité est décalée par rapport à la sphéricité théorique ($S = 1$). En outre, d'importantes fluctuations de forme sont observées pour des multiplicités typiques ~ 10 . De manière générale, des déviations significatives par rapport aux

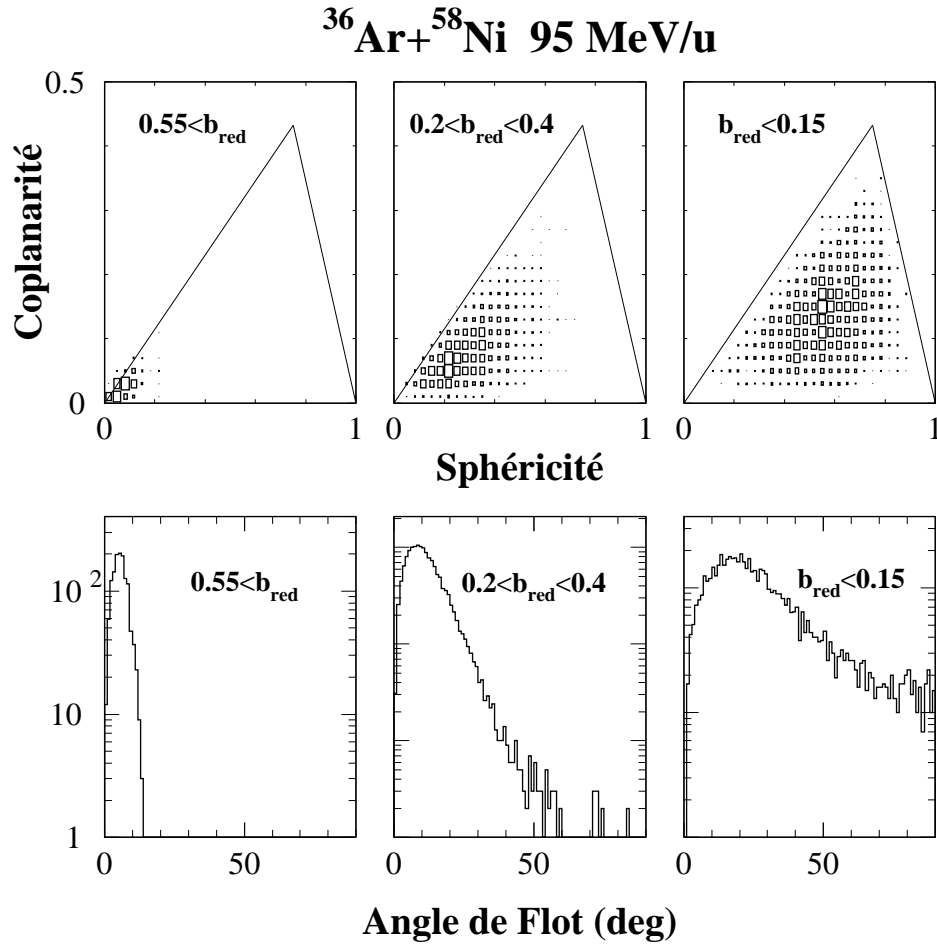


FIG. 3.13 – Diagrammes de *Sphéricité-Coplanarité* et distributions d'angle de « flot » pour différents intervalles en paramètre d'impact (événements complets).

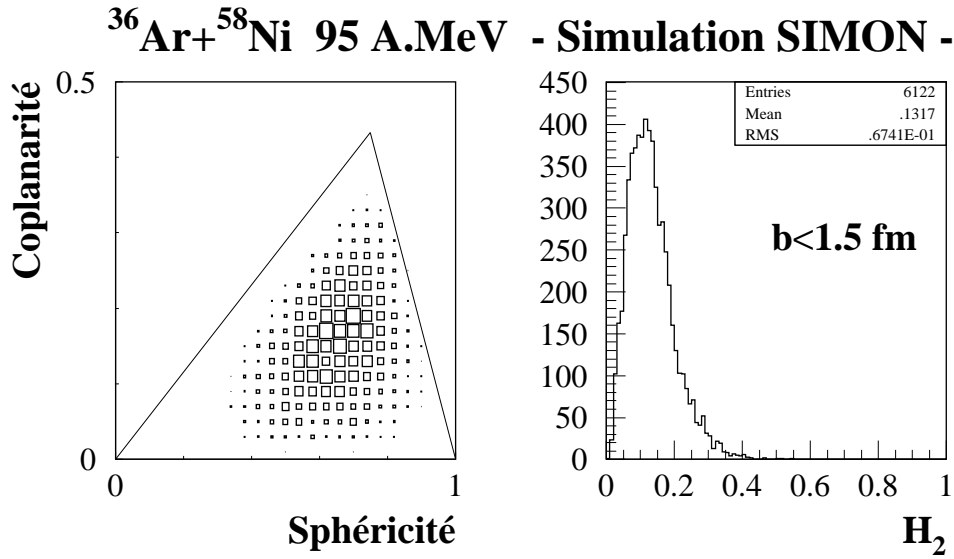


FIG. 3.14 – Forme des événements dans le cas d'une émission isotrope.

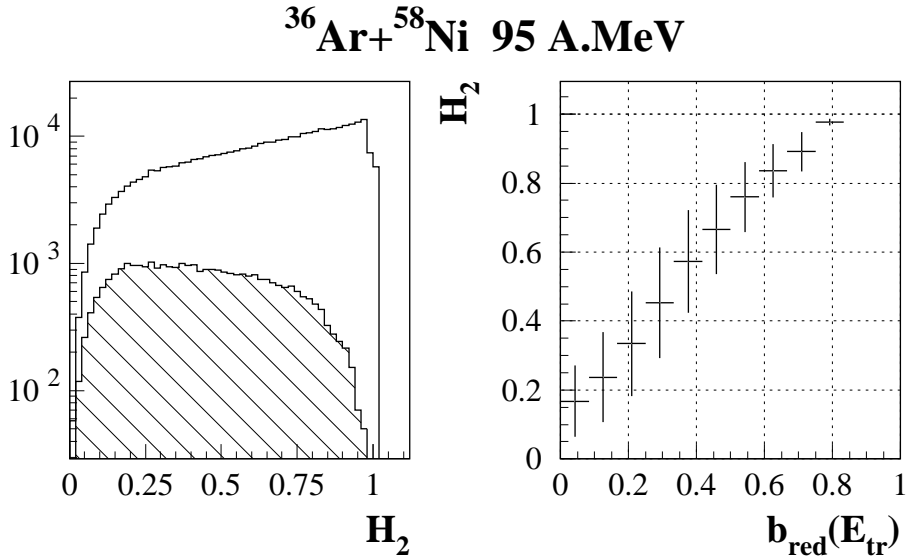


FIG. 3.15 – *A gauche : Distribution de H_2 correspondant aux événements complets (région hachurée) superposée à la distribution totale. A droite : Corrélation avec le paramètre d'impact expérimental estimé à partir de l'énergie transverse.*

valeurs attendues sont observées, dans ces analyses, pour des multiplicités de particules inférieures à 100 [64].

Moments de Fox et Wolfram

Les moments de Fox et Wolfram, développés pour signer des désintégrations e^+e^- en jets hadroniques [62], ont été utilisés par la collaboration *INDRA* pour sélectionner des événements provenant de collisions centrales [33]. Ces variables sont invariantes par rotation dans le centre de masse (CM) et mesurent la forme des événements dans l'espace des impulsions à l'aide d'une décomposition sur une base de polynômes de Legendre (P_l) :

$$h_l = \sum_{i,j}^M \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{\mathcal{E}_{CM}^2} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (3.15)$$

où \mathcal{E}_{CM} est l'énergie totale disponible dans le CM et θ_{ij} est l'angle relatif entre les particules prises deux à deux. En pratique, les moments de Fox sont normalisés par rapport au moment d'ordre 0, d'où :

$$H_l = \frac{h_l}{h_0} \in [0,1] \quad (3.16)$$

Selon la forme de l'événement, les moments de Fox prennent des valeurs particulières. Pour une émission constituée de deux jets émis à 180° , les moments d'ordre pair sont égaux à l'unité ($H_{2l} = 1 \ \forall l \geq 1$) alors que les moments d'ordre impair sont nuls ($H_{2l+1} = 0 \ \forall l \geq 0$). A l'opposé, dans le cas d'une émission isotrope idéale, tous les moments sont nuls ($H_l = 0 \ \forall l \geq 0$). Si l'ensemble des moments de Fox apporte une information complémentaire, nous nous limiterons, par la suite, à l'étude des premiers

moments. Comme le moment d'ordre 1 est nul ($H_1 = 0$) en raison de la conservation de l'impulsion, nous nous intéresserons au moment d'ordre 2, qui est analogue à un terme quadrupolaire de la distribution d'impulsion :

$$H_2 = \frac{\sum_{i,j}^M |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| \frac{3 \cos^2 \theta_{ij} - 1}{2}}{\sum_{i,j}^M |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|} \quad (3.17)$$

La figure 3.15 montre la distribution de H_2 obtenue avec les particules de charge $Z \geq 2$ et la corrélation observée entre la forme de l'événement et le paramètre d'impact, en sélectionnant les événements complets. Pour les collisions périphériques, les valeurs de H_2 sont voisines de 1, correspondant à des événements très allongés. Lorsque l'on se déplace vers les collisions centrales, les valeurs de H_2 diminuent progressivement. En utilisant la simulation précédente, on montre que, dans le cas d'une émission isotrope, la distribution de H_2 n'est pas piquée à 0 mais autour de 0.1 (fig. 3.14), valeur légèrement inférieure à ce que nous obtenons expérimentalement pour les collisions les plus violentes $H_2 \sim 0.16$. Le système semble conserver une mémoire de la voie d'entrée sur un large domaine en paramètre d'impact. Nous aurons l'occasion de confirmer cette observation lors de l'étude des mécanismes de réaction.

3.3.3 Corrélations entre les variables globales

Nous avons passé en revue les définitions de quelques variables globales utilisées pour la classification des événements. Pour être plus complet, il convient de s'interroger sur la complémentarité des informations fournies par ces variables. Les techniques d'analyse multidimensionnelle offrent la possibilité de caractériser les corrélations fortes qui lient certaines d'entre elles. Ces méthodes ont été employées par P. Désesquelles (Grenoble), dans l'analyse des données du détecteur *AMPHORA*, et font l'objet d'un exposé détaillé dans la référence [65].

L'Analyse en Composantes Principales (ACP) est la technique utilisée pour l'étude de ces corrélations. Ces dernières sont résumées dans la matrice de corrélation (C) construites à l'aide de p variables centrées réduites ($\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_p$) obtenues sur un échantillon d'événements (M) [66] :

$$C = \begin{bmatrix} 1 & \rho_{12} & \cdots & \rho_{1p} \\ \rho_{21} & \ddots & & \\ \vdots & & & \\ \rho_{p1} & & & 1 \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

où ρ_{ij} est le coefficient de corrélation entre les variables (i,j) défini par :

$$\rho_{ij} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \tilde{x}_{ki} \tilde{x}_{kj} \quad \text{avec} \quad \tilde{x}_{ki} = \frac{x_{ki} - m_i}{\sigma_i} \quad (3.19)$$

où ($k \in [1,M]$) est l'indice de l'événement, ($i,j \in [1,p]$) les indices des variables, de valeurs moyennes m_i , d'écart-type σ_i . L'ensemble de ces variables définit un repère

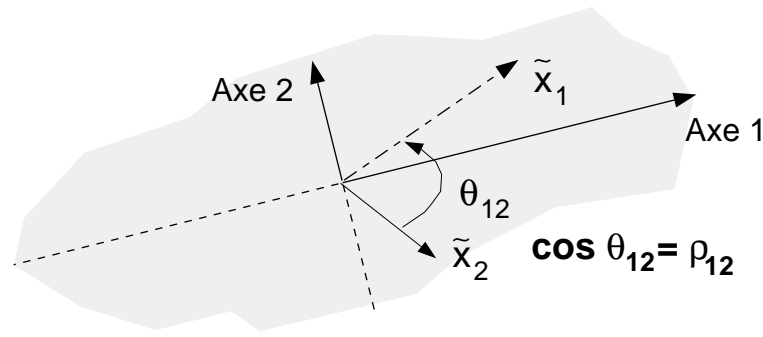


FIG. 3.16 – Représentation des événements dans l'espace des variables globales $(\tilde{x}_1, \tilde{x}_2)$. Recherche des axes principaux du nuage de points.

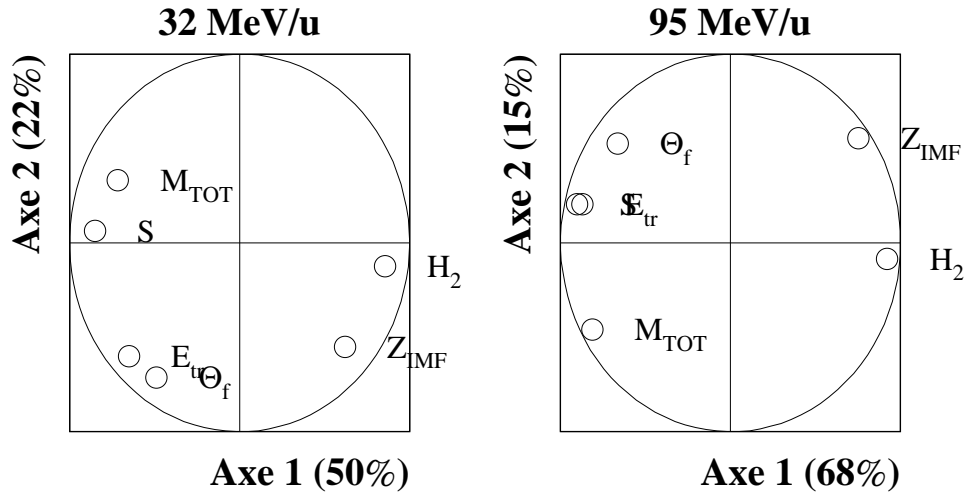


FIG. 3.17 – Analyse en composantes principales d'un échantillon de 10^4 événements complets environ, à 32 et 95 MeV/u, décrits au moyen de 6 variables globales : multiplicité totale (M_{TOT}), charge totale emportée par les fragments (Z_{IMF}), énergie transverse (E_{tr}), moment de Fox d'ordre 2 (H_2), sphéricité (S) et angle de flot (Θ_f).

$(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_p)$, de dimension p , dans lequel les événements forment un nuage de points. Les produits scalaires des vecteurs de base de ce repère sont donnés par les coefficients de corrélation ρ_{ij} (voir figure 3.16).

La méthode consiste à chercher les axes principaux de ce nuage, autrement dit d'un point de vue mathématique, à diagonaliser la matrice de corrélation précédente. Le plan défini par les deux premiers axes principaux, noté « axe 1 » et « axe 2 », combinaisons linéaires des variables primaires $(\tilde{x}_1, \dots, \tilde{x}_p)$, est un plan privilégié pour l'étude des corrélations, dans la mesure où il maximise l'information sur la forme du nuage d'événements dans l'espace de dimension p . L'information projetée sur ce plan est donnée par la somme des valeurs propres normalisées des deux premiers axes principaux.

A l'aide de cette procédure, nous avons analysé un échantillon d'événements complets, mesuré avec *INDRA* à 32 et 95 MeV/u, représentés par un ensemble de 6 variables globales. La projection de ces variables sur le plan principal, déterminé par la

diagonalisation de la matrice de corrélation 3.18, est montrée sur la figure 3.17. Cette projection conserve plus de 70% de l'information, condition nécessaire pour pouvoir interpréter le graphique. Lorsque les variables projetées sont proches du cercle de corrélation, cela signifie qu'elles sont situées au voisinage du plan principal. Les angles relatifs entre les variables sont alors représentatifs de leurs corrélations.

Nous observons ainsi que le moment H_2 est bien anticorrélé à la sphéricité et à l'énergie transverse. Par ailleurs, la conservation de la charge totale, due à la condition $Z_{TOT} \geq 38$, implique une anticorrélation entre la multiplicité totale et la charge totale emportée par les fragments. A 32 MeV/u, nous observons une corrélation plus marquée entre l'angle de flot et l'énergie transverse traduisant une rotation importante de l'ellipsoïde avec la violence de la collision caractéristique d'un processus binaire très inélastique (§ 4.1.1).

De manière générale, les fortes corrélations observées signifient que l'information portée par les variables primaires est redondante, reflet de leur dépendance au paramètre d'impact de la collision. Par ailleurs, il n'apparaît pas dans cette analyse de second axe discriminant permettant de mettre en évidence différentes classes d'événements liées à des mécanismes de réaction particuliers, ce qui laisse entendre une évolution continue des distributions avec la violence de la collision.

3.4 Conclusion

Les bilans en charge et en impulsion totales de la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni montrent qu'il est permis d'isoler une catégorie d'événements, pour laquelle la cinématique de la collision est bien définie, satisfaisant à deux critères de complétude, à savoir qu'au moins **80% de la charge du système et 60% de l'impulsion du projectile** soient détectés. Une échelle en paramètre d'impact, estimée à partir de la distribution en énergie transverse des particules chargées, montre que ces événements sont associés aux collisions centrales couvrant une gamme en paramètre d'impact inférieure à 5 fm. En diminuant la contrainte sur la charge totale détectée, le poids statistique des collisions semi-périphériques ($5 \leq b \leq 7$ fm) devient prépondérant, permettant l'étude d'une seconde catégorie d'événements associée à la désexcitation du quasi-projectile sur une large dynamique en paramètre d'impact.

L'analyse des distributions de multiplicité souligne la grande efficacité de détection d'*INDRA* pour l'étude des collisions centrales. A cet égard, une classe particulière d'événements complets, pour laquelle le système s'est complètement désintégré en particules légères (n, isotopes de $Z = 1$, $Z = 2$), est mis en évidence pour la première fois. La section efficace de ces événements de « vaporisation » croît rapidement avec l'énergie incidente de 40 à 95 MeV/u [56]. En revanche, le nombre moyen de fragments reste pratiquement constant (~ 2.3) avec l'énergie de bombardement.

Enfin, les analyses de variables globales, construites avec le tenseur de sphéricité et les moments de Fox et Wolfram, montrent une évolution continue de la forme des événements avec la centralité de la collision. Les produits de réaction gardent une direction privilégiée d'émission sur un large domaine en paramètre d'impact. A l'aide de simulation d'une émission isotrope, réalisée avec le générateur *SIMON*, pour des

paramètres d'impact inférieurs à 1.5 fm, nous avons souligné les importantes fluctuations de la forme des événements liées au faible nombre de particules servant à la détermination de ces observables.

Il convient de poursuivre l'analyse globale de la réaction $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ par l'étude des mécanismes de réaction et la détermination des sources d'émission de particules, étape préliminaire à l'étude des modes de décroissance des noyaux chauds.

Chapitre 4

Reconstruction des sources d'émission de particules

4.1 Mécanismes de réaction

4.1.1 Modèles phénoménologiques

Modèle « participant-spectateur »

Aux énergies relativistes ($E > 200$ MeV/u), le modèle « participant-spectateur » [67] s'avère être bien adapté pour décrire la répartition des produits de réaction, qui se présente, dans le centre de masse de la collision, sous la forme de :

- Deux composantes, piquées à 0° et 180° , animées respectivement d'une vitesse voisine du projectile et de la cible.
- Une composante intermédiaire ayant une large distribution de vitesse autour de la vitesse du centre de masse.

Dans ce modèle, la composante intermédiaire, appelée zone participante, provient du recouvrement géométrique des deux noyaux primaires en collision fonction du paramètre d'impact. Les parties extérieures du projectile et de la cible poursuivent de manière indépendante leur trajectoire initiale d'où le nom de « spectateurs » donné à ces fragments (voir figure 4.1). La zone participante, que l'on suppose thermalisée, donne naissance à une « boule de feu » caractérisée par l'émission d'un grand nombre de particules légères (n, p, d, t, ...). Lorsque la collision est suffisamment violente, des

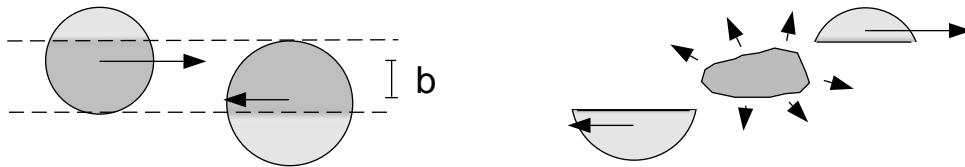


FIG. 4.1 – Représentation d'une collision relativiste dans le modèle « participant-spectateur ». La zone de recouvrement des deux noyaux, ou zone participante, figure en grisé, alors que les fragments spectateurs sont en clair.

résonances (Δ) et des mésons (π , K , ...) sont produits dans la région participante. La séparation dans la voie finale des particules venant de la boule de feu d'une part, et celles venant de la désexcitation des spectateurs d'autre part, permet d'étudier des sources primaires ayant des caractéristiques (masse, énergie d'excitation, ...) très variées. Le paramètre d'impact de la collision peut être estimé à partir de la multiplicité de particules dans la zone participante, ou encore à partir de la taille du projectile spectateur. A SIS¹, la physique de la boule de feu est étudiée avec le détecteur 4π *FOPI* [68] tandis que la désexcitation du projectile spectateur est étudiée plus particulièrement avec le spectromètre *ALADIN* [58].

Collisions binaires très inélastiques et fusion incomplète

Aux basses énergies de bombardement ($E < 20$ MeV/u), les collisions périphériques sont dominées par les processus de diffusion profondément inélastique [26], dans lesquels le projectile et la cible forment un système di-nucléaire temporaire amorçant un mouvement de rotation au cours duquel une fraction de l'énergie cinétique de la voie d'entrée est dissipée. Dans une seconde étape, les deux noyaux excités se séparent pour donner une quasi-cible (QC) et un quasi-projectile (QP) de masses voisines des noyaux initiaux. Dans le cadre de ce modèle, l'angle de déviation, ou l'angle de flot (§ 3.3.2), est relié au temps d'interaction du système et par conséquent au paramètre d'impact.

Dans les collisions centrales, le mécanisme souvent invoqué pour la production de noyaux très excités est la formation d'un noyau composé par la fusion du projectile et de la cible. Ce dernier n'est stable vis à vis de l'interaction coulombienne que si la charge du système n'est pas trop élevée ($Z_1 Z_2 < 2000$) [26]. Dans le cas contraire, le système ne peut fusionner, l'énergie cinétique de la voie d'entrée est complètement dissipée sous forme d'énergie d'excitation entre les deux partenaires qui se séparent avec une vitesse caractéristique de la répulsion coulombienne [69].

Selon les processus mis en jeu, différentes théories sont proposées pour expliquer le phénomène de dissipation. Nous nous limiterons à deux approches conduisant à des prédictions contradictoires sur le partage de l'énergie d'excitation entre les deux partenaires d'une collision binaire très inélastique.

La théorie de la réponse linéaire suppose que le système en interaction passe par la formation d'un noyau composé dans lequel on distingue deux sous-ensembles de degrés de liberté, les variables internes d'une part et les variables collectives d'autre part, ces dernières obéissant aux équations du mouvement. Le couplage entre ces degrés de liberté conduit à un terme de friction dans l'équation d'évolution du système responsable de la dissipation [70]. La théorie, reposant sur l'existence d'un équilibre thermique dans le système, prédit un partage de l'énergie d'excitation entre les produits de la réaction selon le rapport des masses.

Dans la seconde approche, proposée par Randrup [71, 72], le processus de dissipation est lié au transfert stochastique de nucléons entre les deux noyaux en interaction. Sans entrer dans le formalisme de la théorie, notons que le transfert est dominé par le flux de nucléons traversant la surface de communication des deux noyaux. Si ce dernier

1. Synchrotron accélérant des ions lourds jusqu'au GeV/u, installé au G.S.I. (Darmstadt).

est approximativement symétrique, alors l'énergie d'excitation est également répartie entre le quasi-projectile et la quasi-cible.

Comme nous l'avons mentionné, les temps d'interaction croissent en fonction de l'énergie dissipée dans le système. Dans les collisions périphériques, caractérisées par des temps d'interaction relativement courts, les processus de transfert de nucléons sont favorisés conduisant à une équipartition de l'énergie d'excitation entre les noyaux primaires. Avec la centralité de la collision, les échanges de nucléons deviennent importants, un équilibre thermique apparaît entre les deux partenaires de la collision entraînant une équipartition de l'énergie d'excitation par nucléon.

Quels mécanismes pour les énergies de Fermi?

Si les mécanismes de réaction sont bien définis aux basses et aux hautes énergies incidentes, qu'en est-il dans le domaine qui nous intéresse, entre 30 et 100 MeV/u? D'un point de vue théorique, les mécanismes de réaction aux énergies de Fermi sont gouvernés par la compétition entre le champ moyen d'une part, et les collisions nucléon-nucléon d'autre part. Des calculs de type Landau-Vlasov, menés par M.F. Rivet et al. sur le système $^{40}\text{Ar}+^{108}\text{Ag}$, à 27 MeV/u [70, 73], ont montré que les collisions nucléon-nucléon jouent un rôle important dans la dissipation de l'énergie cinétique de la voie d'entrée sur de courtes échelles de temps [74]. En effet, pour une collision frontale ($b = 0$ fm), en l'absence du terme de collision dans l'équation de transport (§ A.1), le champ moyen nucléaire seul est incapable de former un noyau composé, tel que le calcul complet le prédit, mais conduit, dans la voie finale, à deux noyaux faiblement excités. Ce phénomène de transparence des deux noyaux en interaction, lié au champ moyen, augmente avec l'énergie de bombardement.

Aussi ce mécanisme est-il souvent invoqué pour expliquer la chute de la section efficace de fusion observée, expérimentalement, entre 20 et 50 MeV/u [2]. A ces énergies, le processus de fusion est de plus en plus incomplet, dans la mesure où seule une fraction du projectile se combine à la cible pour former un noyau composé. Une partie de l'énergie disponible s'échappe du système, dans les premiers instants de la collision, sous forme d'une émission rapide de particules légères, dite de prééquilibre. Les calculs dynamiques prévoient une augmentation de l'émission de prééquilibre avec l'énergie de bombardement ainsi qu'une forte dépendance avec le paramètre d'impact de la collision.

Pour mieux cerner l'évolution des mécanismes de réaction rencontrés entre 30 et 100 MeV/u, des calculs dynamiques, de type Boltzmann-Nordheim-Vlasov, ont été menés avec M. Colonna sur le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ dont nous comparerons les premiers résultats aux données expérimentales.

4.1.2 Prédiction des calculs BNV

En guise de préambule, il convient de se référer à l'annexe A où est précisé le cadre théorique de ces calculs (§ A.1) ainsi que des informations concernant les méthodes de résolution utilisées (§ A.2). Rappelons que les ingrédients principaux de ces calculs

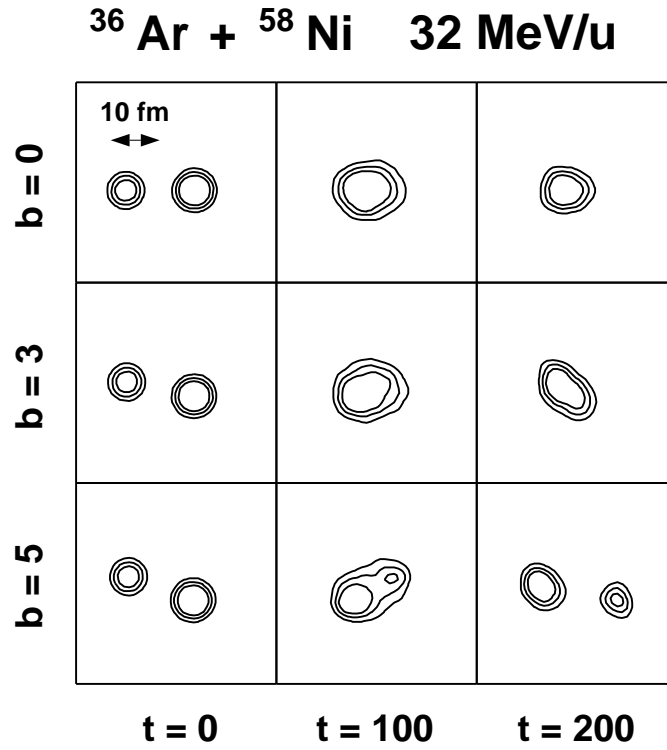


FIG. 4.2 – Evolution des profils de densité dans l'espace des positions au cours de la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 32 MeV/u. Les axes horizontal et vertical représentent respectivement les directions du faisceau et du paramètre d'impact (en fm), définissant une boîte de 40 fm de côté. Les échelles de temps sont en fm/c ($30 \text{ fm/c} \simeq 10^{-22} \text{ s}$).

sont :

- La **section efficace nucléon-nucléon** dans le milieu, fixée, à défaut de données précises, à sa valeur dans le vide : $\sigma_{\text{NN}} \sim 40 \text{ mb}$. Pour cette étude générale, nous n'avons considéré ni de dépendance angulaire, ni de dépendance en énergie, pour σ_{NN} .
- Le **module d'incompressibilité**, déduit de la paramétrisation de Skyrme utilisée, correspond à une équation d'état douce : $K_\infty \sim 200 \text{ MeV}$.
- Les calculs *BNV* étant basés sur une méthode d'échantillonnage de l'espace de phase au moyen de pseudo-particules, nous avons choisi un **nombre de pseudo-particules par nucléon** suffisamment grand, $N_{\text{ppn}} = 100$, pour s'affranchir en partie des fluctuations numériques.

Les simulations *BNV* sont réalisées à 32, 52 et 95 MeV/u pour différents paramètres d'impact. La figure 4.2 montre l'évolution des profils de densité, projetés sur le plan de la réaction, défini par le faisceau incident et la direction du paramètre d'impact. Le début de la collision est volontairement fixé quelques instants avant la rencontre des noyaux incidents, afin de prendre en considération les déviations coulombiennes des trajectoires. Le calcul est arrêté autour de $t_{\text{max}} = 200 \text{ fm/c}$ pour plusieurs raisons. En premier lieu, les calculs dynamiques ne rendent pas compte, de manière satisfaisante, des processus de désexcitation des noyaux chauds sur de longues échelles de temps.

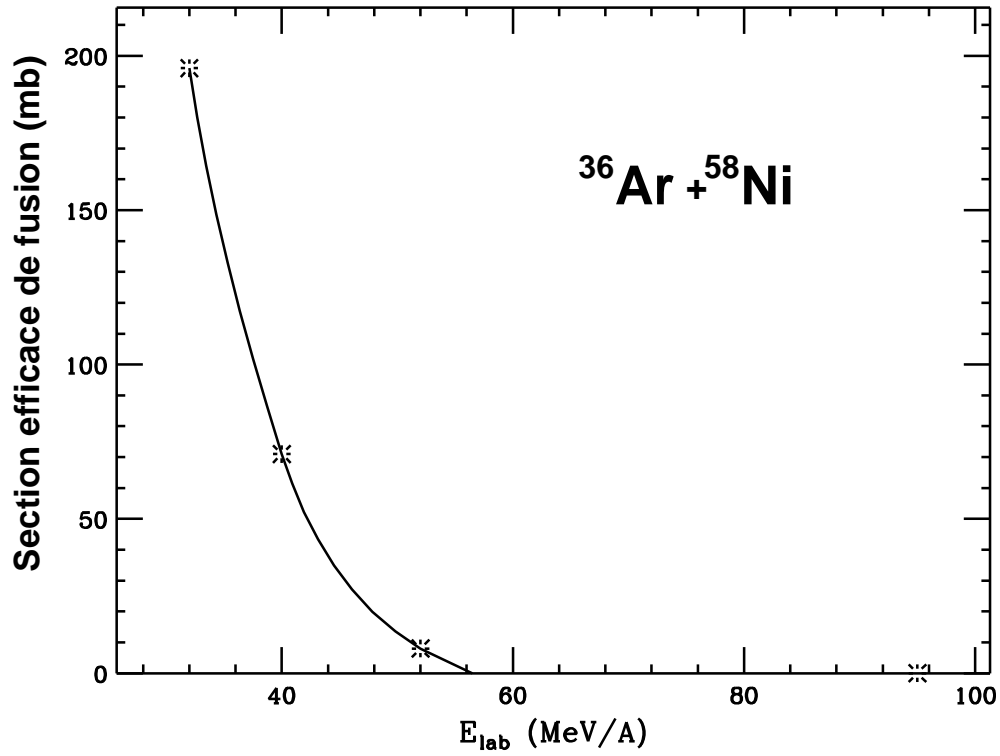


FIG. 4.3 – Estimation de la section efficace de fusion entre 32 et 52 MeV/u.

La poursuite des calculs au-delà de 300 fm/c peut être discutable. En outre, comme nous nous intéressons à une description qualitative des mécanismes de réaction mis en jeu, il est nécessaire de suivre l'évolution de la trajectoire moyenne du système dans l'espace de phase jusqu'au temps de « thermalisation », dont la valeur, estimée à partir de l'étude de l'émission de prééquilibre (§ A.3), est comprise entre 100 et 150 fm/c.

A 32 MeV/u, dans les collisions frontales ($b = 0$ fm), le système forme, dans les premiers instants de la collision ($t < 100$ fm/c), un noyau composé, chaud et comprimé. Le resserrement des profils de densité, autour de 200 fm/c, marque le retour du noyau chaud à la densité normale $\rho_0 \sim 0.15 \text{ fm}^{-3}$, conduisant à un résidu de fusion incomplète. Ce mécanisme est observé de façon certaine jusqu'à $b = 2$ fm. A $b = 3$ fm, le noyau composé est toujours déformé autour de 200 fm/c, un calcul, incluant des fluctuations, conduirait probablement à une dissociation de ce dernier. A plus haute énergie, 52 MeV/u, nous observons encore de la fusion incomplète, mais pour des collisions très centrales ($b \leq 1$ fm). La figure 4.3 montre la chute de la section efficace de fusion avec l'énergie de bombardement. Au-delà de 52 MeV/u, la fusion est remplacée par des processus binaires accompagnés d'une émission de prééquilibre importante.

La majeure partie de la section efficace de la réaction est associée à des collisions binaires donnant naissance, dans la voie de sortie, à deux noyaux primaires dont les caractéristiques évoluent avec le paramètre d'impact de la collision. A 32 MeV/u, $b = 5$ fm (fig. 4.2), nous obtenons une image caractéristique d'une diffusion profondément inélastique, à savoir, une rotation du système formé par les deux noyaux en interaction, soumis à la force attractive exercée par le champ moyen nucléaire, suivie d'une séparation des deux partenaires aux environs de 200 fm/c. Le quasi-

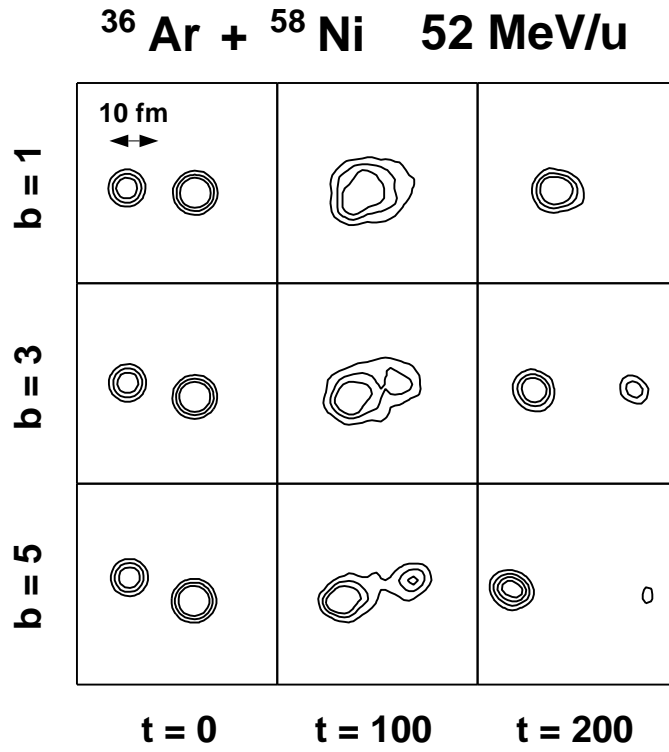


FIG. 4.4 – Evolution des profils de densité à 52 MeV/u (voir fig. 4.2).

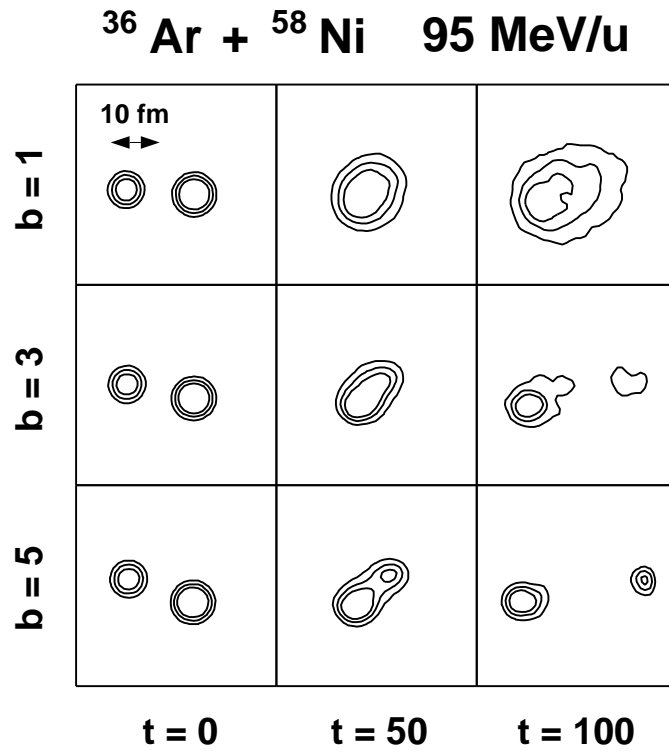


FIG. 4.5 – Evolution des profils de densité à 95 MeV/u (voir fig. 4.2).

projectile est encore sensiblement dévié sous l'action du champ moyen vers les angles négatifs, à 52 MeV/u, fig. 4.4, dans les collisions semi-périphériques ($b \geq 5$ fm). Lorsque l'énergie de bombardement augmente, les temps d'interaction deviennent de plus en plus courts. Ainsi, pour un paramètre d'impact fixé de $b = 3$ fm, les deux composantes de la collision sont clairement séparées, à 52 MeV/u, à un temps typique de 200 fm/c. Une image similaire est obtenue à 95 MeV/u, fig. 4.5, pour un temps de 100 fm/c. L'évolution de ces temps d'interaction souligne l'importance du rôle joué par les collisions nucléon-nucléon, au-delà de 52 MeV/u, dans les processus de dissipation de l'énergie incidente. A 95 MeV/u, la collision présente un caractère binaire à toutes les échelles en paramètres d'impact. Cependant, dans les collisions centrales ($b \leq 3$ fm), le quasi-projectile est très excité mais également très dilué rendant la caractérisation de ce dernier difficile.

La figure 4.6 résume les caractéristiques des noyaux primaires obtenus à l'aide de la méthode discutée dans l'annexe A.3, fondée sur la détermination d'un temps de thermalisation du système autour de 100 fm/c à 95 MeV/u. L'augmentation de l'émission de prééquilibre avec la centralité de la collision conduit à une légère diminution du nombre de masse des noyaux ($\Delta A \leq 10$). Les deux partenaires de la collision contribuent à cette émission dynamique. De manière générale, les noyaux formés sont caractérisés par un faible moment angulaire ($J \leq 20 \hbar$). En bon accord avec l'image d'une collision binaire inélastique, la vitesse relative entre les deux partenaires diminue progressivement avec le paramètre d'impact, reflet d'une dissipation importante de l'énergie incidente dans le système. Enfin, les temps d'interaction, devenant de plus en plus courts aux grandes énergies incidentes, favorisent les mécanismes de transferts rapides de nucléons entre le quasi-projectile et la quasi-cible conduisant à un partage équilibré de l'énergie d'excitation du système entre les deux composantes.

A l'exception de la fusion incomplète observée dans les collisions très centrales jusqu'à 52 MeV/u, processus qui ne représente qu'une petite fraction de la section efficace de réaction, les calculs *BNV* montrent donc la domination des collisions binaires dans la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ de 32 jusqu'à 95 MeV/u. Ces prédictions sont en accord avec des résultats déjà connus pour des systèmes de masses moyennes [27, 73], qui sont confirmés par des données récentes obtenues pour des systèmes légers $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ [28] et $^{64}\text{Zn} + ^{nat}\text{Ti}$ [20]. Selon ces auteurs, les noyaux chauds seraient produits dans des collisions binaires très inélastiques accompagnées d'une émission de prééquilibre. Les analyses des distributions de vitesse des fragments détectés et des diagrammes de rapidité des particules légères sont les moyens à notre disposition pour caractériser la nature des collisions dans la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$.

4.2 Caractérisation des collisions

4.2.1 Résidus du QP et de la QC

L'étude des corrélations entre la charge (Z) et la vitesse parallèle (V_z) des fragments ($Z \geq 3$) constitue un moyen simple de mettre en évidence le caractère binaire des collisions. En effet, si les processus de désexcitation des noyaux primaires ont conduit à deux résidus dans la voie finale, ces derniers sont caractérisés par des vitesses voisines

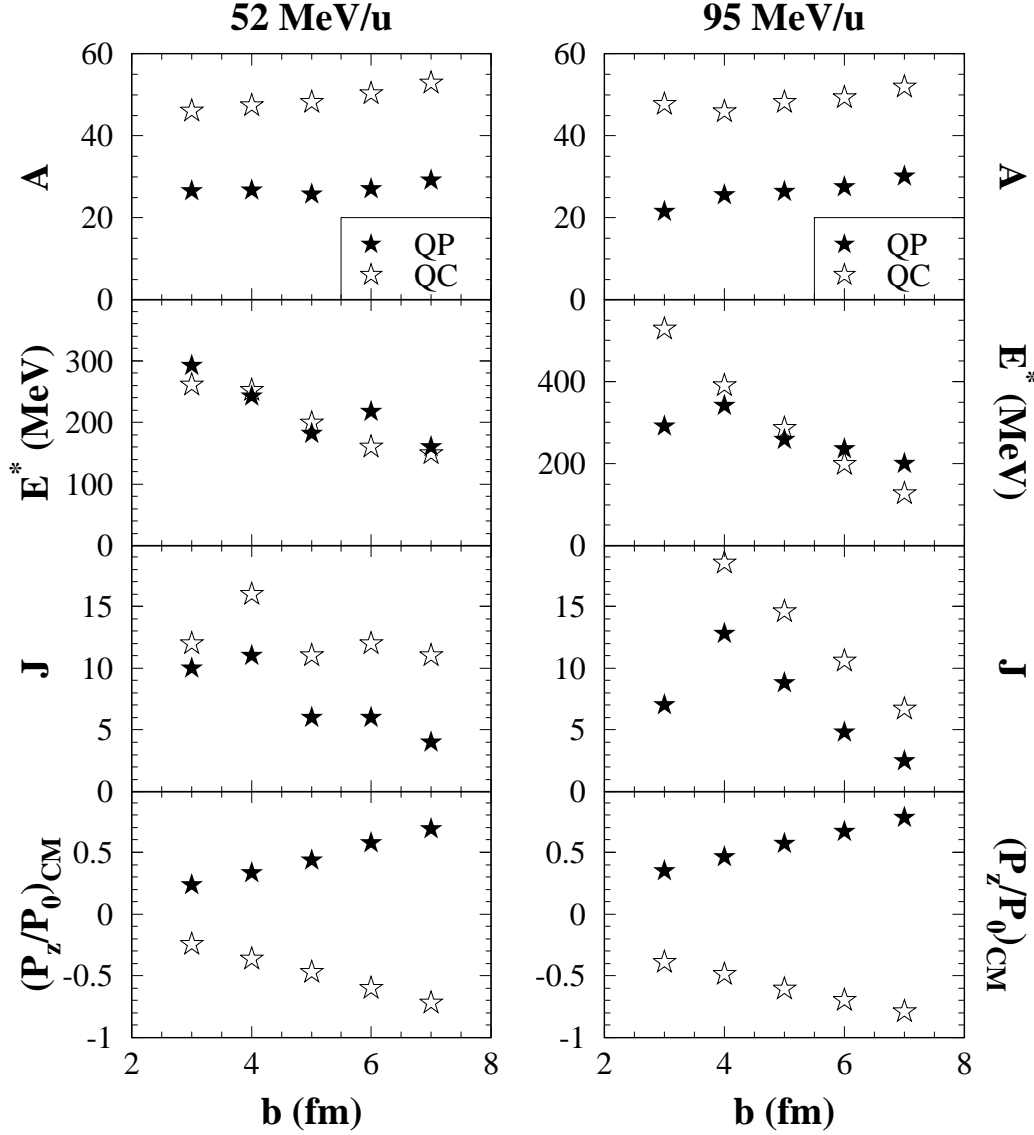


FIG. 4.6 – Caractérisation en fonction du paramètre d'impact du quasi-projectile (QP) et de la quasi-cible (QC) obtenue avec les calculs BNV à 52 et 95 MeV/u. De bas en haut, sont représentés le nombre de masse (A), l'énergie d'excitation (E^*), le moment angulaire (J) et l'impulsion parallèle (P_z) de chaque noyau dans le référentiel du centre de masse.

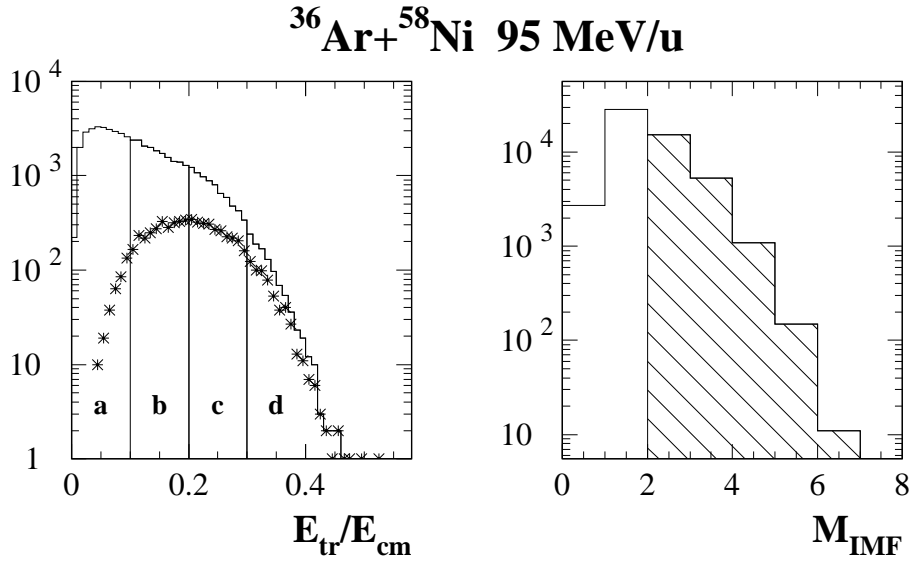


FIG. 4.7 – *A gauche : Distribution d'énergie transverse des événements pour lesquels 60% de l'impulsion du faisceau a été détectée (histogramme); en comparaison, la distribution associée aux événements complets (symboles); définition de 4 tranches en énergie transverse, notées de a à d, à l'aide de 3 coupures, à 10, 20 et 30% de E_{CM} , correspondant respectivement à 50, 27 et 10% de b_{max} . A droite : Multiplicité de fragments de ces événements (voir texte).*

des vitesses initiales du projectile et de la cible. Pour cette analyse globale de la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$, nous avons choisi de couvrir un large domaine en paramètre d'impact, en sélectionnant les événements pour lesquels 60% de l'impulsion du faisceau a été détecté (cf. fig. 4.7). Ce critère élimine les événements mal mesurés par *INDRA* dont la charge totale détectée est inférieure à 15.

Les corrélations charge-vitesse, présentées sur la figure 4.8, sont obtenues pour différentes tranches en énergie transverse afin de suivre leur évolution en fonction de la violence de la collision. Les collisions semi-périphériques, fig. 4.8.a-b, sont marquées par la présence attendue de résidus de la QC et du QP. Une grande partie des résidus de la QC n'est cependant pas détectée dans ces collisions (fig. 4.8.a) en raison des seuils d'*INDRA* de l'ordre du MeV/u. Si la charge des résidus varie rapidement en fonction de l'énergie dissipée, ils restent relativement bien localisés en vitesse. En évaporant des particules légères, les noyaux chauds subissent une succession de reculs qui contribuent à l'élargissement des distributions des vitesses des résidus détectés. Cet effet est d'autant plus sensible que la masse du noyau primaire est légère et son énergie d'excitation élevée [75].

Dans les collisions plus violentes, fig. 4.8.c-d, la région intermédiaire entre les vitesses du QP et de la QC se peuple de petits fragments ($3 \leq Z \leq 6$). Dans le même temps, la charge moyenne des résidus de la source rapide diminue, leur distribution de vitesse s'étale dans la direction du faisceau, tandis que le domaine de vitesse couvert par les fragments venant de la cible restent relativement bien localisé. A 32 MeV/u, dans les collisions très centrales, les diagrammes charge-vitesse présentent une forme triangulaire, où les fragments lourds ($Z > 10$) ont une vitesse parallèle moyenne voisine

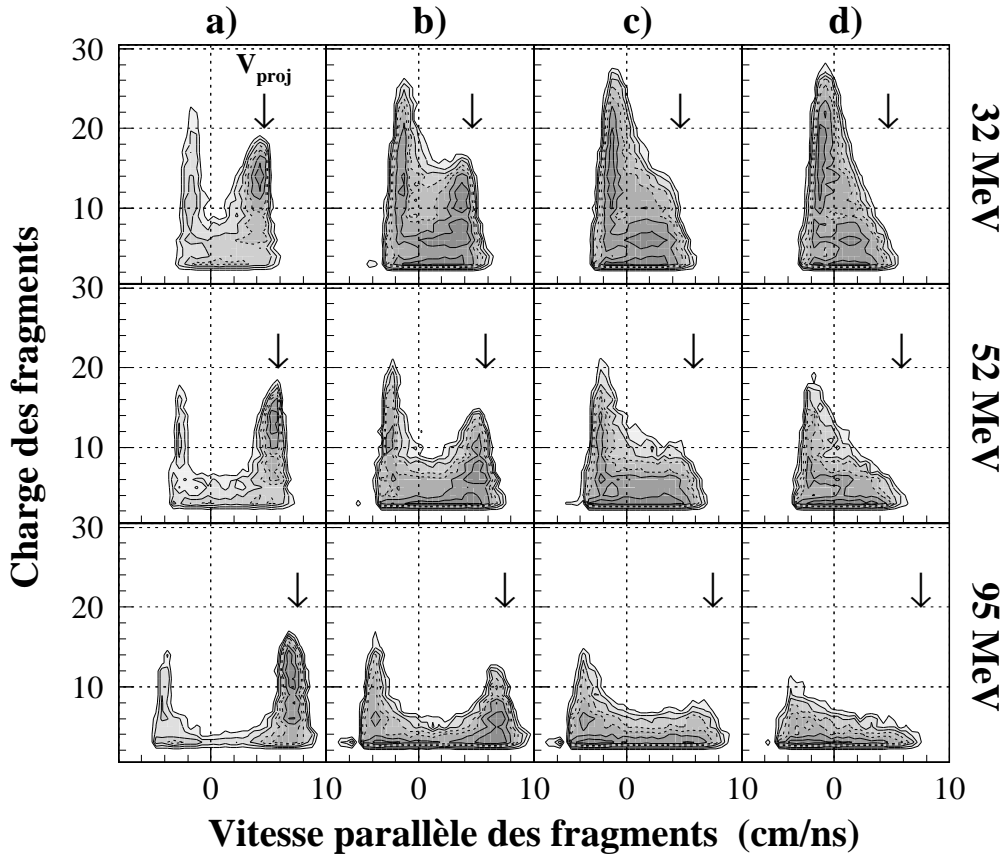


FIG. 4.8 – Corrélations entre la charge et la vitesse parallèle des fragments en fonction de la violence de la collision, définie au moyen de 4 tranches en énergie transverse (voir fig. 4.7), pour 3 énergies de bombardement 32, 52 et 95 MeV/u. La vitesse du centre de masse est fixée à zéro, tandis que la vitesse du projectile est indiquée par une flèche. Les unités sont en cm/ns ($c \simeq 30$ cm/ns).

de -0.8 cm/ns, légèrement inférieure à la vitesse du centre de masse ($V_{CM} = 0$). C'est parmi ces événements qu'il convient de chercher des résidus de fusion incomplète dont les calculs dynamiques prévoient la formation pour des paramètres d'impact $b < 3$ fm. L'étude de ces événements, peu nombreux, est actuellement en cours [76].

Lorsqu'un événement comporte plusieurs IMF, $M_{IMF} \geq 2$ (fig. 4.7), une manière d'accéder à leur répartition dans les sources « avant » (QP) et « arrière » (QC) est d'étudier les corrélations de vitesse de ces derniers, illustrées par la figure 4.9 à 95 MeV/u. Une collision binaire, donnant 2 résidus d'évaporation dans la voie finale, est caractérisée par une grande vitesse relative entre les IMF ($V_{rel} > 8$ cm/ns). Ce type de scénario est observé sur un grand domaine de paramètre d'impact. Inversement, les fragments provenant de la désexcitation d'un noyau chaud sont caractérisés par une faible vitesse relative ($v_{rel} < 5$ cm/ns).

Dans les collisions périphériques, fig. 4.9.a, outre les collisions binaires évoquées plus haut, nous obtenons un pourcentage non négligeable d'événements où le QP se casse en deux fragments, séparés par une vitesse relative moyenne ~ 2.6 cm/ns, compatible avec une vitesse de répulsion coulombienne. La fission de la QC, symétrique

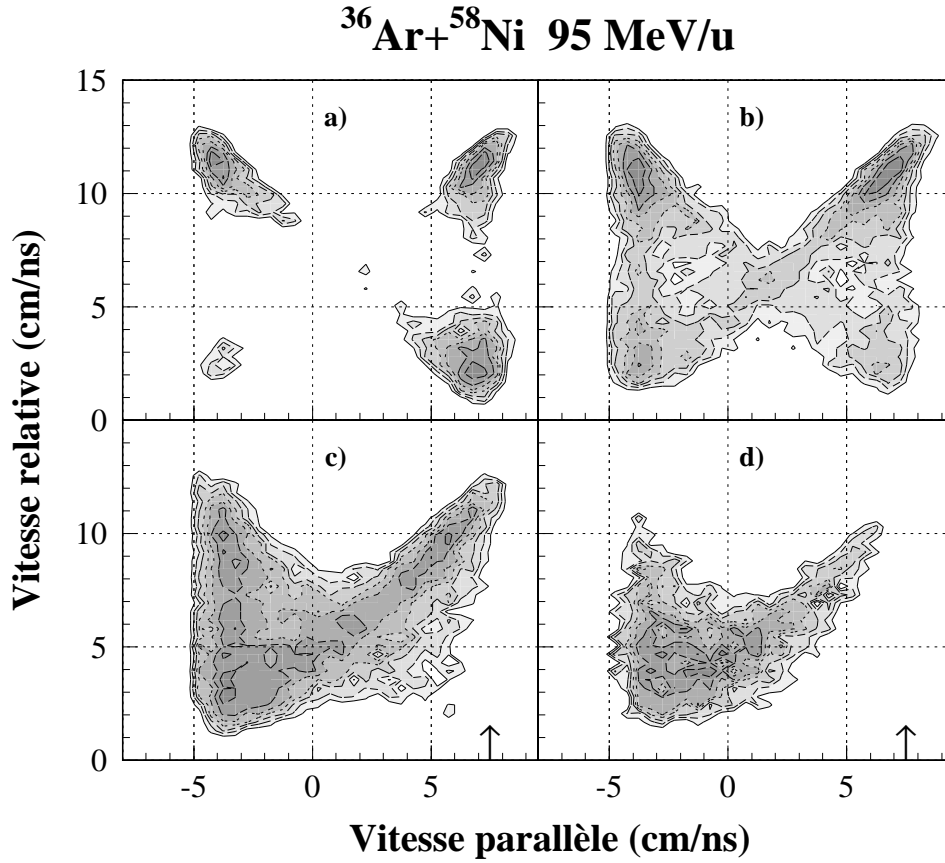


FIG. 4.9 – *Corrélations entre la vitesse relative des fragments et leur vitesse parallèle en fonction de la violence de la collision.*

du cas précédent, est rarement observée, dans cette gamme de paramètre d'impact, en raison des seuils en énergie. En revanche, lorsque l'énergie dissipée est plus importante, fig. 4.9.b-c, les fragments venant de la fission de la QC apparaissent à leur tour, alors que la cassure du QP est de moins en moins observée, ce dernier se désexcitant plutôt par émission de particules légères. La vitesse des résidus du QP est sensiblement réduite en allant vers les collisions centrales, fig. 4.9.c-d, témoin d'une dissipation importante de l'énergie dans le système. L'émission de fragments par la source arrière est dominante dans ces collisions.

Des images similaires sont obtenues à 32 et 52 MeV/u, la vitesse séparant les résidus de désexcitation des noyaux chauds étant moins grande. L'analyse des corrélations des vitesses des fragments indiquent donc que ces derniers sont émis préférentiellement par deux sources, la dissymétrie des diagrammes autour de la vitesse du centre masse étant un élément en défaveur d'une émission par une source unique. Avant de conclure sur le caractère binaire de la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$, il convient de s'assurer que les émissions des particules légères présentent des propriétés similaires.

4.2.2 Sources d'émission de particules légères chargées

Les diagrammes de section efficace invariante sont construits de manière à être invariants sous une transformation de Lorentz le long de l'axe du faisceau. Si le QP n'est pas trop dévié de sa trajectoire incidente, autrement dit pourvu que les temps d'interaction soient suffisamment courts, comme c'est le cas au-delà de 52 MeV, alors ces diagrammes sont un outil commode pour étudier les sources d'émission des particules dans le référentiel du laboratoire. A basse énergie, il est préférable de se placer dans le référentiel de l'ellipsoïde (§ 3.3.2), de manière à tenir compte de l'éventuelle rotation du système binaire en fonction de l'énergie dissipée.

En recourant à une cinématique relativiste, la section efficace invariante s'exprime sous la forme :

$$\sigma_{inv} = E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{p_{tr}} \frac{d^3\sigma}{dy dp_{tr} d\varphi} \quad (4.1)$$

où $p_{tr} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ est l'impulsion transverse et y la rapidité de la particule définie par la relation :

$$y = 0.5 \ln \left[\frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \right] \quad (4.2)$$

En posant $x = p_{tr}/m$, nous obtenons un système de coordonnées homogènes (y, x) , dans lequel s'exprime la section efficace invariante 4.2.2, intégrée sur l'angle φ :

$$\sigma_{inv} = \frac{1}{2\pi m^2 x} \frac{d^2\sigma}{dy dx} \quad (4.3)$$

Les diagrammes de rapidité obtenus pour les protons et les alphas, figure 4.10, confirment les grandes tendances observées précédemment avec les fragments, à savoir la localisation de deux sources d'émission de particules légères, de part et d'autre de la rapidité du centre de masse. La distribution de rapidité de la source « avant » s'élargit et diminue en valeur moyenne avec la centralité de la collision.

De manière générale, les comparaisons de ces diagrammes montrent que les sources d'émission sont mises en évidence, de façon plus claire, pour les particules de charge élevée. Si, comme le suggère les calculs *BNV*, une partie des protons vient d'une émission dynamique dans les premiers instants de la collision, ces derniers conduisent à une troisième composante située à mi-rapidité. L'image des deux composantes d'évaporation est en quelque sorte « brouillée » par la superposition des sources d'émission de particules. Si, dans les collisions périphériques, il est difficile d'observer cette émission de prééquilibre, en revanche, dans les collisions plus centrales, fig. 4.11, il est possible d'identifier, pour de grandes valeurs de p_{tr}/m , une composante isotrope dans les diagrammes de rapidité des protons centrée sur la rapidité du centre de masse. Une telle composante peut être également mise en évidence pour les alphas qui contribuent de façon modeste à cette émission dynamique.

Au vu de ces diagrammes, le traitement de l'émission de prééquilibre, événement par événement, s'avère difficile dans la mesure où elle se superpose aux composantes d'évaporation. En effet, de simples coupures dans le diagramme de rapidité des protons ne permettent d'éliminer qu'une petite fraction des protons de prééquilibre, l'essentiel

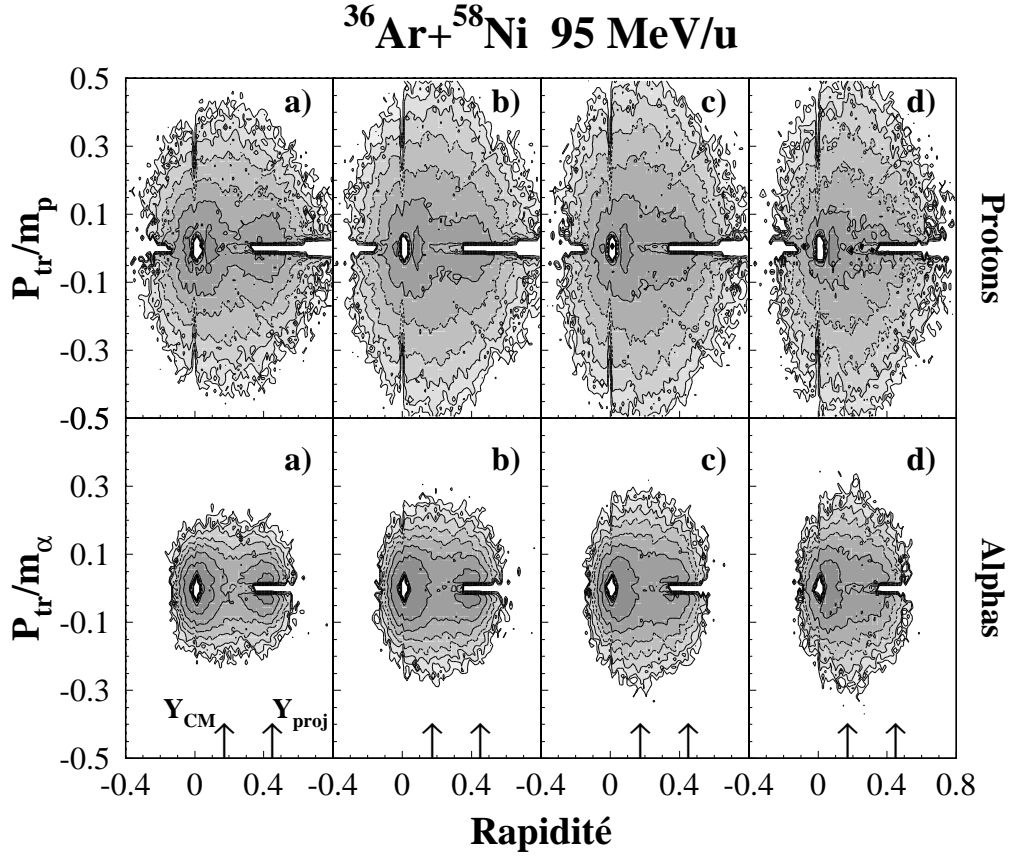


FIG. 4.10 – Evolution des diagrammes de rapidité des protons et des alphas pour 4 tranches en énergie transverse.

Pour obtenir une continuité des distributions, les angles θ des particules sont tirés aléatoirement dans le secteur angulaire défini par chaque couronne. Les contours de la région des $p_{tr}/m < 0$ sont obtenus par symétrie par rapport à l'axe du faisceau, afin de distinguer plus clairement des sources d'émission de particules. Notons que, les « trous » visibles sur les diagrammes sont dus aux zones mortes (voir tab. 1.2) et aux seuils de détection d'INDRA.

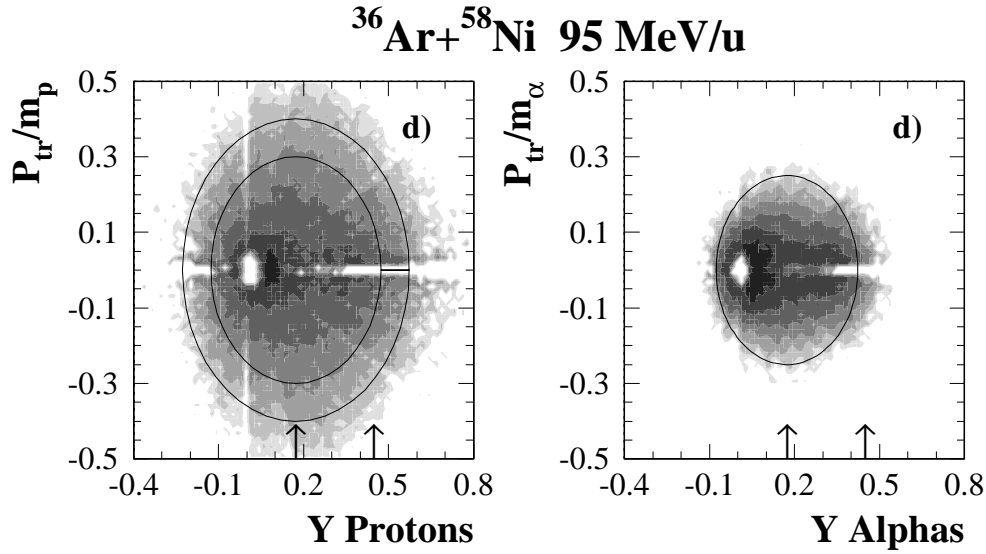


FIG. 4.11 – Diagrammes de rapidité des protons et des alphas dans les collisions centrales à 95 MeV/u. Les cercles sont des guides pour mettre en évidence une émission isotrope, à grand P_{tr} , dans le centre de masse de la réaction.

de l'émission dynamique intervenant dans la région des p_{tr}/m intermédiaires. Ainsi se profile le problème du choix des particules pour la reconstruction du quasi-projectile et de la quasi-cible et la difficulté d'intégrer les protons, et plus généralement les $Z = 1$, dans cette analyse.

Ces premiers résultats concernant les sources d'émission de particules dans la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ confirment les analyses menées sur des systèmes de masses voisines [28, 20] avec le détecteur *NAUTILUS*. L'apport d'*INDRA*, vis à vis de ces données, réside dans les seuils de détection nettement inférieurs, permettant l'étude simultanée du QP et de la QC. Aussi avons-nous mis au point une méthode originale pour reconstruire, événement par événement, les deux noyaux chauds formés dans ces collisions.

4.3 Détermination des sources

4.3.1 Méthode de l'« arbre minimum »

La méthode de l'« arbre minimum », ou « Minimum Spanning Tree » (MST) en anglais, a été développée à l'origine pour traiter numériquement des problèmes de reconnaissance d'agrégats (« clusters ») [77]. Le principe de cet algorithme [78] est de trouver le chemin de longueur minimale reliant N points dans un espace métrique. La méthode est basée sur la donnée des $N(N-1)/2$ distances relatives entre les différents points de cet espace. L'arbre minimum, composé des $N-1$ liens de longueur totale minimale, est alors invariant sous les transformations qui conservent les inégalités triangulaires (rotation, translation, loi d'échelle, ...).

Choix de la distance

La physique du problème intervient dans le choix de la distance. En effet, l'idée maîtresse est de faire apparaître des liens « inconsistants », dans l'arbre minimum, séparant les clusters formés d'un ensemble de particules. Compte tenu du petit nombre de particules intervenant dans la construction de l'arbre, un lien inconsistant sera caractérisé par une grande longueur par rapport à la valeur moyenne des autres liens de l'arbre minimum. Il convient alors de choisir une distance qui maximise le lien séparant les clusters.

Il existe plusieurs prescriptions pour définir ces distances. Ainsi, dans le cas d'une percolation sur un réseau, une distance naturelle est la maille élémentaire, a , l'ensemble des particules reliées par une distance, $d_{ij} = a$, forme un cluster, un lien inconsistant est alors obtenu pour une distance supérieure à la maille du réseau, $d_{ij} > a$. Dans un contexte très différent, l'arbre minimum a été employé, dans le passé, pour signer la présence de jets hadroniques en physique des hautes énergies [79]. Les fortes corrélations angulaires entre les particules composant ces jets ont conduit les auteurs à définir une distance, d_{ij} , à partir des produits scalaires des vecteurs impulsions, $\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j$, en recourant à une normalisation adéquate :

$$d_{ij} = \left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|} + 1 \right) / 2 \quad (4.4)$$

L'analyse globale des collisions $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ a montré que les distributions des vitesses sont un bon moyen de mettre en évidence le caractère binaire de la réaction sur un large domaine en énergie et en paramètre d'impact. Aussi, avons-nous choisi, comme critère de distance, le carré de la vitesse relative entre les particules, dont une expression relativiste est donnée par [80] :

$$d_{ij} = V_{ij}^2 = \frac{(\vec{\beta}_i - \vec{\beta}_j)^2 - (\vec{\beta}_i \times \vec{\beta}_j)^2}{(1 - \vec{\beta}_i \cdot \vec{\beta}_j)^2} \quad (4.5)$$

Choix des particules

Avant de s'intéresser à la détermination des clusters, il convient d'abord de sélectionner les particules qui serviront à la construction de l'arbre minimum. Le nombre moyen de fragments ($Z \geq 3$) étant relativement faible, il est nécessaire d'inclure dans cette analyse des particules légères. A cet égard, les alphas, et plus généralement les $Z = 2$, sont de bons candidats dans la mesure où les diagrammes de rapidité montrent que ces particules viennent, en grande partie, de la désexcitation du QP et de la QC. La figure 4.12 résume quelques caractéristiques globales des particules de charge $Z \geq 2$ utilisées pour construire l'arbre minimum. En valeurs moyennes, nous trouvons une multiplicité de particules comprise entre 7 et 10, selon l'énergie de bombardement, qui augmente légèrement avec la violence de la collision, représentant entre 70% et 80% de la charge totale détectée. Leur vitesse moyenne le long de l'axe du faisceau est piquée à

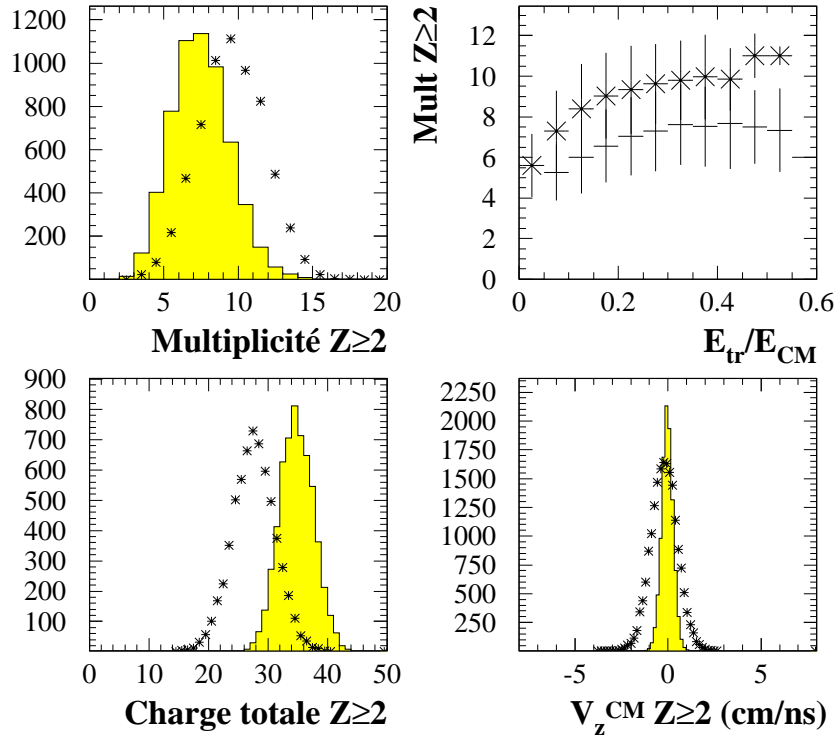


FIG. 4.12 – En haut : Distribution de multiplicité des particules de charge $Z \geq 2$, à 32 MeV/u (histogrammes) et 95 MeV/u (symboles), pour les événements complets; évolution de ces distributions avec l'énergie transverse. En bas : Charge totale et vitesse parallèle du centre de masse des $Z \geq 2$ aux deux énergies.

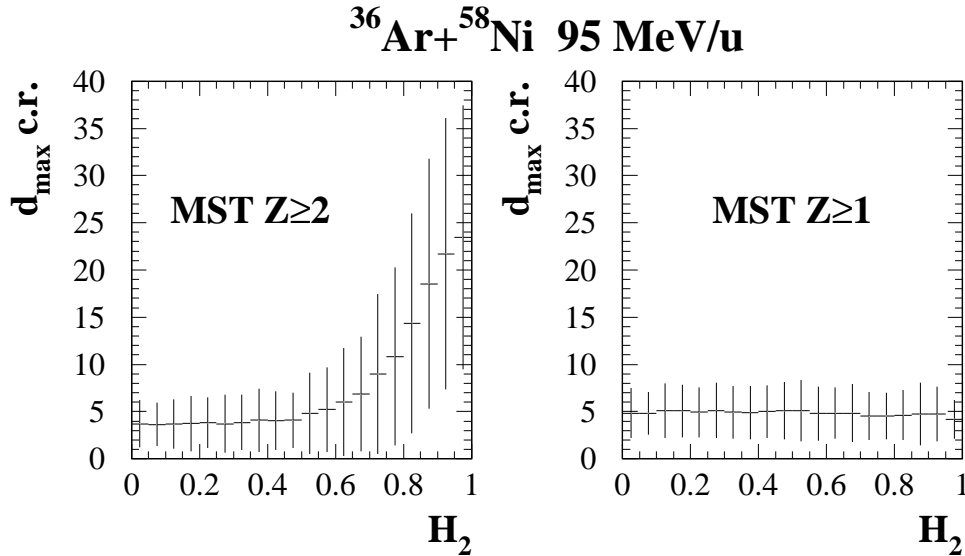


FIG. 4.13 – Corrélation entre l'observable H_2 , mesure de la forme de l'événement, et le plus grand lien de l'arbre minimum, d_{max} , construit avec les particules de charge $Z \geq 2$ (à gauche) et l'ensemble des particules (à droite). La quantité portée en ordonnée est définie par : d_{max} c.r. = $(d_{max} - m)/\sigma$ où m est la valeur moyenne des autres liens (d_{max} non compris) et σ l'écart-type standard.

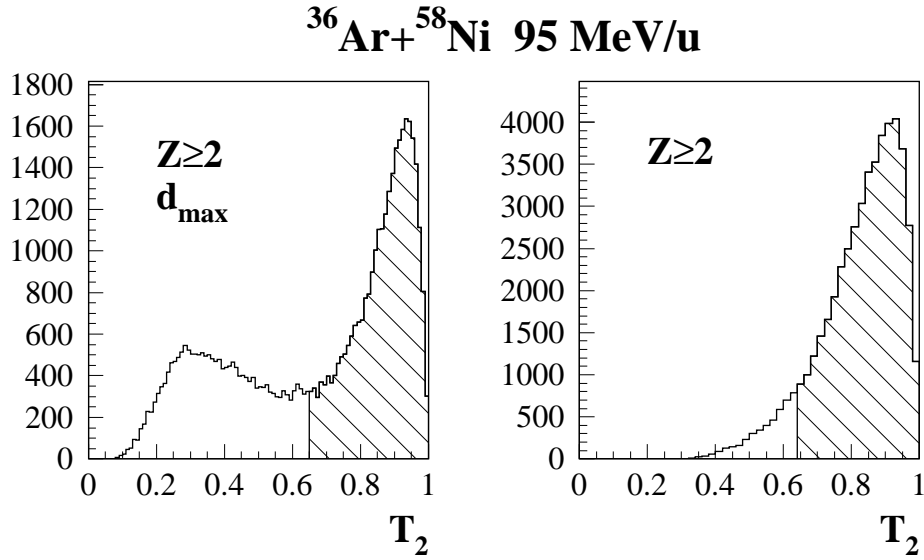


FIG. 4.14 – *A gauche : Distribution de T_2 obtenue en coupant le plus grand lien d_{\max} de l'arbre minimum. A droite : Distribution de T_2 donnée par la procédure de maximisation. Sélection des événements caractérisés par $T_2 > 0.65$ (voir texte).*

la valeur du centre de masse de la réaction ($V_{CM} = 0$), montrant ainsi que la sélection d'une partie des particules de l'événement ne biaise pas la cinématique de la collision.

Les particules $Z = 1$ sont traitées séparément pour deux raisons. La première concerne l'origine incertaine de ces particules provenant de processus d'évaporation d'une part, ou d'une émission dynamique à mi-rapidité d'autre part. Si les $Z = 1$ évaporés contribuent à la définition des sources d'émission de particules, leur poids reste toutefois modeste dans le bilan final. La seconde raison a trait à la procédure utilisée pour former les clusters. En effet, l'objectif de l'arbre minimum étant de faire ressortir un lien inconsistant entre deux clusters, il est nécessaire que les distances entre les particules au sein d'un même cluster soit relativement homogène. La prise en compte des $Z = 1$ dans la construction de l'arbre minimum a pour effet de détruire la corrélation entre la forme de l'événement, donnée par le moment de Fox H_2 et le plus grand lien trouvé par la méthode (cf. fig. 4.13). En considérant les particules $Z \geq 2$, les collisions semi-périphériques ($H_2 > 0.5$) conduisent à des événements de forme allongée où un lien inconsistant est clairement mis en évidence. En revanche, dans les collisions centrales, les sources d'émissions se rapprochent, la branche la plus grande de l'arbre minimum n'est alors plus un lien privilégié. Ainsi, pour ces événements, se trouve mise en défaut la méthode simple de formation des clusters, qui consiste à briser le lien le plus grand de l'arbre minimum.

Formation des clusters

L'hypothèse sur laquelle repose la technique de formation des clusters est que nous voulons mettre en évidence deux sources principales d'émission de particules. Pour ce faire, la cassure d'une branche quelconque de l'arbre minimum conduit à deux clusters, dont les centres de masse sont déterminés à partir des impulsions des

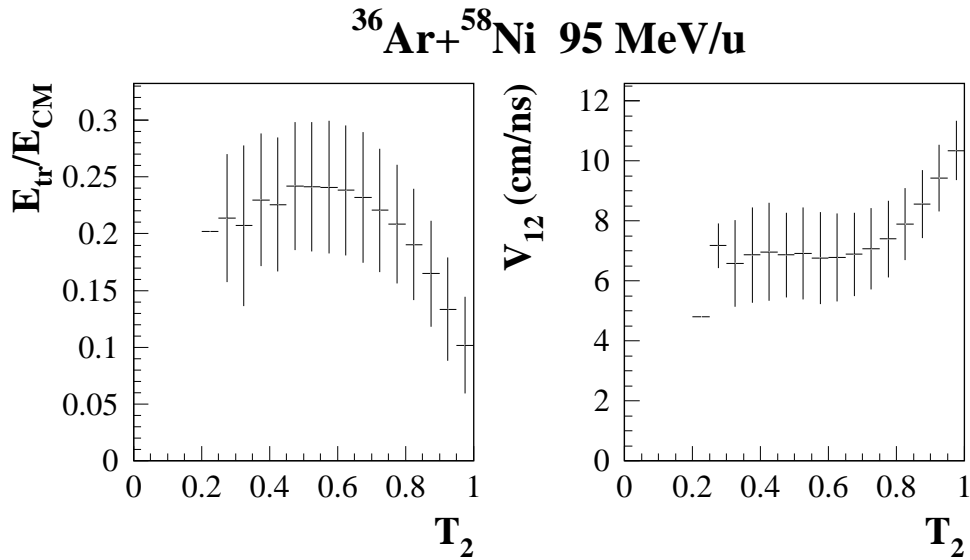


FIG. 4.15 – Corrélation de l'énergie transverse (à gauche) et de la vitesse relative des clusters (à droite) avec l'observable T_2 .

particules de charge $Z \geq 2$ qui les composent. Comme, pour les collisions centrales, il n'apparaît plus de liens privilégiés dans l'arbre minimum séparant les clusters, nous nous proposons de sélectionner, de manière générale, parmi les plus grandes branches de l'arbre minimum, celle qui maximise la séparation des deux clusters (C_1 , C_2) dans l'espace des impulsions, estimée à l'aide de la variable T_2 , définie dans le centre de masse de la réaction [63] :

$$T_2 = \frac{|\sum_{i \in C_1} \vec{p}_i| + |\sum_{j \in C_2} \vec{p}_j|}{\sum_{k \in C_1 \cup C_2} |\vec{p}_k|} \quad (4.6)$$

Par construction, T_2 est normalisée entre 0 et 1, $T_2 = 1$ dans le cas idéal de 2 jets émis à 180° . Les vitesses des centres de masse des clusters sont calculées à l'aide de la relation :

$$\vec{V}_{C_k} = \frac{\sum_{i \in C_k} \vec{p}_i}{\sum_{i \in C_k} \gamma_i m_i} \quad (4.7)$$

La figure 4.14 montre la distribution de T_2 obtenue en coupant systématiquement la plus grande branche de l'arbre minimum. Cette dernière présente deux bosses associées à de petites et de grandes valeurs de T_2 . Dans le premier cas, le lien brisé est situé à la périphérie de l'arbre, conduisant à deux clusters ayant une grande asymétrie de charge. Inversement, dans le second cas, le lien coupé est effectivement un lien inconsistent donnant deux clusters séparés par une grande vitesse relative. Ces événements binaires sont dits de première chance dans la mesure où il n'y a pas d'ambiguïté sur le mécanisme de réaction qui les produit. La méthode de maximisation du T_2 permet d'aller plus loin dans la reconnaissance du caractère binaire des collisions, notamment dans la région des petits paramètres d'impact. Le résultat de cette procédure conduit aux événements binaires de seconde chance.

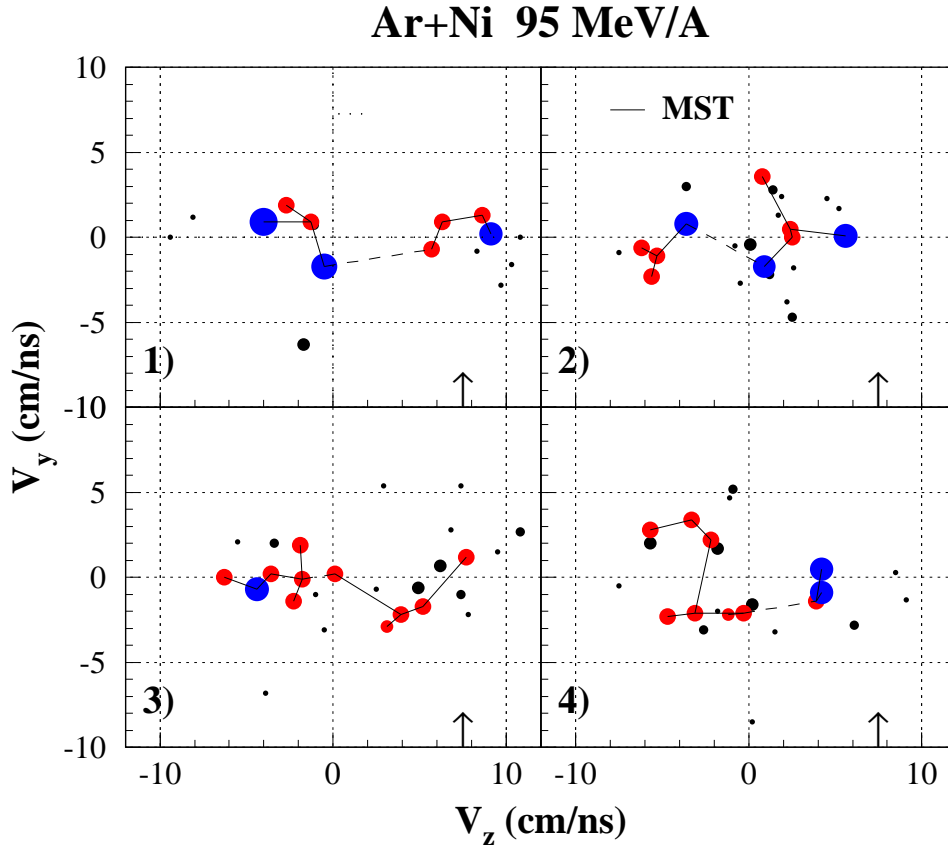


FIG. 4.16 – Exemples d'événements provenant de collisions binaires, représentés dans le plan des vitesses $V_y - V_z$, dans le référentiel du centre de masse de la collision. Les flèches indiquent la vitesse du projectile incident. La taille des symboles rend compte de la masse des particules.

Dans les collisions très centrales, la méthode perd son pouvoir discriminant. En effet, la vitesse relative séparant les clusters sature autour de 6 cm/ns, pour des valeurs de $T_2 < 0.65$ (cf. fig. 4.15). En éliminant les événements de la queue de distribution de T_2 , nous concentrons notre étude sur les événements qui sont de bons candidats pour une analyse en deux sources. A 95 MeV/u, le taux des événements complets, satisfaisant au critère $T_2 > 0.65$, est de 90%. A 32 MeV/u, il est légèrement inférieur $\sim 86\%$. Notons que le taux d'événements binaires de première chance, dans lesquels nous avons un grand degré de confiance, est de 60% à 95 MeV/u. Ce taux diminue progressivement vers les basses énergies de bombardement pour atteindre une valeur voisine de 40% à 32 MeV/u.

4.3.2 Caractéristiques des sources reconstruites

Afin d'illustrer notre propos, 4 exemples d'événements, provenant de collisions binaires tels que $T_2 \geq 0.65$, sont représentés, figure 4.16, dans un plan $V_y - V_z$ parallèle au faisceau, direction privilégiée pour l'émission de particules. Pour chaque événement, les branches de l'arbre minimum reliant les particules de charge $Z \geq 2$ sont indiquées

en trait plein, alors que le lien, séparant les 2 principaux clusters, figure en trait pointillé. Ces événements sont classés en ordre croissant de violence de la collision. Dans les deux premiers exemples, 3 fragments sont émis dans la voie finale, provenant de la cassure d'un des deux partenaires de la collision. Les exemples suivants sont associés à des processus de désexcitation particuliers conduisant à une désintégration complète du quasi-projectile (exemple 3) ou de la quasi-cible (exemple 4) en particules légères ($Z = 1$, $Z = 2$). Si la « vaporisation » de la QC est observée pour de grandes énergies transverses ($E_{tr}/E_{CM} \sim 0.3$), en revanche les partitions variées du QP et de la QC, présentées dans les exemples 2 et 3, correspondent à des énergies dissipées dans le système comparables. Enfin, comme nous l'avons souligné précédemment, la distribution des particules de charge $Z = 1$, du fait de leur faible masse, présente une grande extension dans l'espace des vitesses, qui rend parfois difficile la détermination de la source émettrice.

Caractéristiques des clusters

Les caractéristiques en charge et en vitesse des clusters, obtenus à l'aide de l'arbre minimum construit avec les particules $Z \geq 2$, sont présentées sur la figure 4.17, à 95 MeV/u. Globalement, de grandes fluctuations sont observées dans ces distributions. Une partie des fluctuations proviennent de la méthode de reconstruction, qui s'applique sur un sous-ensemble de particules composant l'événement, et du dispositif expérimental (particules non détectées ou mal mesurées). L'autre partie tire son origine dans la physique de la collision (transferts de nucléons entre le QP et la QC, émission dynamique entre les deux partenaires, ...).

En valeur moyenne, l'asymétrie de charge de la voie d'entrée est conservée, du moins dans les collisions semi-périphériques. En effet, la charge du cluster lent diminue avec la centralité de la collision, une large fraction de la charge du noyau primaire étant émise sous forme d'isotopes de l'hydrogène. Les distributions de vitesse sont piquées à l'arrière ($V_z < 0$) et relativement larges à l'avant ($V_z > 0$), tout en étant inférieures à la vitesse initiale du projectile. La sélection des événements complets impose, en effet, une certaine dissipation de l'énergie incidente pour détecter l'ensemble des produits de la réaction. Par ailleurs, le quasi-projectile peut être dévié de sa trajectoire incidente conduisant à une vitesse parallèle plus petite. Les fluctuations de la vitesse du cluster rapide sont liées aux caractéristiques des fragments émis dans l'hémisphère avant, décrites dans le § 4.2.1. Conformément à l'image d'une collision binaire très inélastique, la vitesse relative entre les clusters diminue avec le paramètre d'impact, témoin d'une importante dissipation de l'énergie incidente. Une saturation intervient cependant dans les collisions très centrales ($E_{tr}/E_{CM} \sim 0.4$).

Traitement des isotopes de l'hydrogène

Pour achever la reconstruction des sources d'émission de particules, il convient de traiter les particules de charge $Z = 1$. Nous avons eu recours à un critère de proximité, dans l'espace des vitesses, pour attribuer ces particules dans chaque source :

$$i \in C_1 \Leftrightarrow V_{i \rightarrow C_1} < V_{i \rightarrow C_2} \quad \text{et réciproquement} \quad (4.8)$$

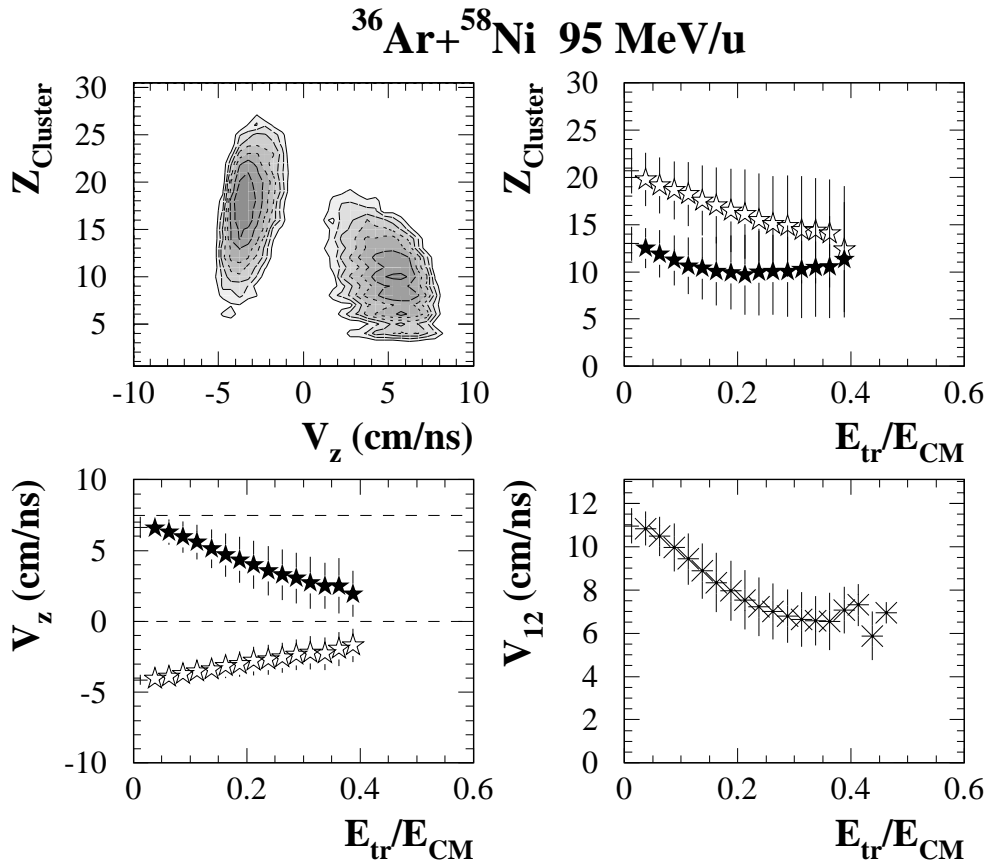


FIG. 4.17 – Diagramme charge-vitesse parallèle des clusters à 95 MeV/u. Evolution des distributions de charge et de vitesse avec l'énergie transverse. Les lignes horizontales (trait pointillé) représentent les vitesses du projectile et du CM.

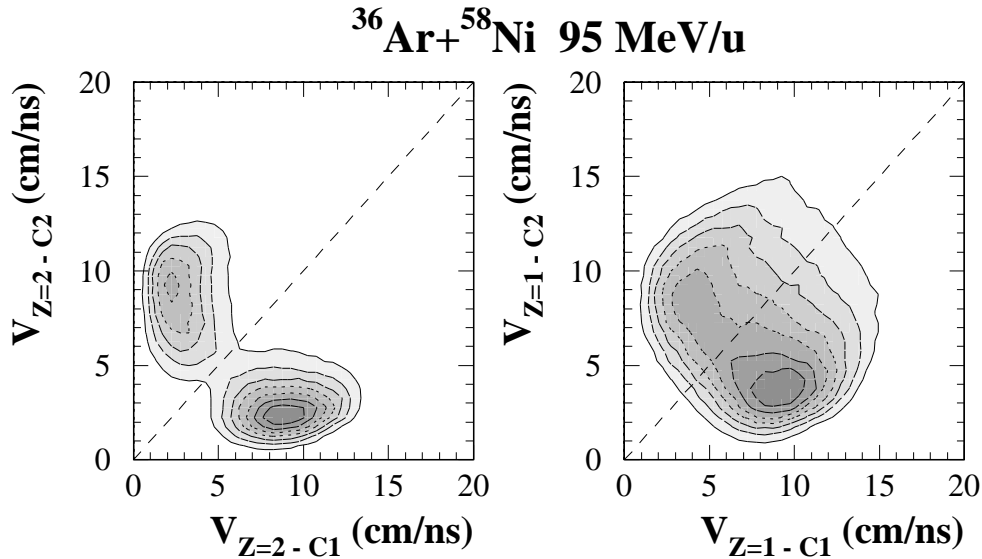


FIG. 4.18 – Vitesses relatives des particules $Z=2$ et $Z=1$ par rapport aux CM des clusters. La bissectrice partage les particules $Z=1$ émises par le QP (au-dessus) de celles émises par la QC (au-dessous).

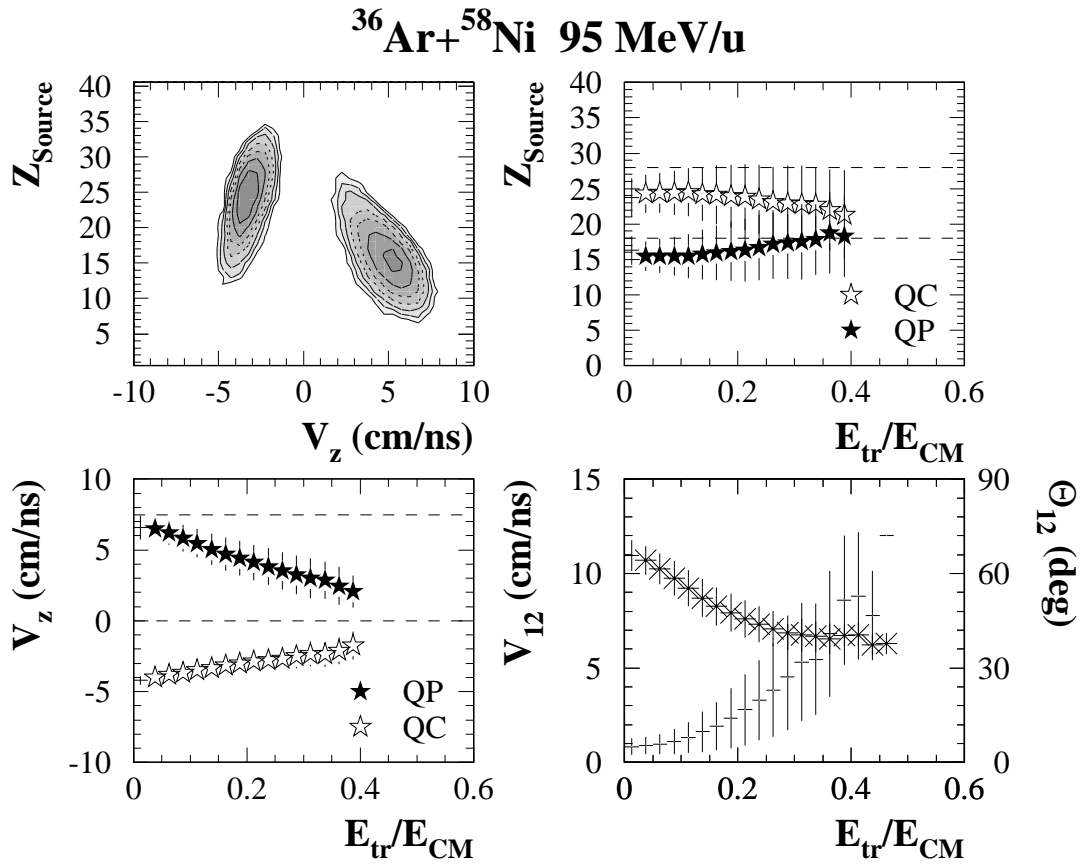


FIG. 4.19 – *Diagramme charge-vitesse parallèle des sources reconstruites à 95 MeV/u. Evolution des distributions avec l'énergie transverse; les lignes pointillées indiquent les valeurs de la voie d'entrée. Corrélation entre la vitesse relative (symboles) et l'angle de déviation du système binaire.*

Si cette méthode est simple à mettre en œuvre, le recouvrement des sphères d'émission des particules légères $Z = 1$, illustré par la figure 4.18, conduit à des problèmes de répartition des particules situées dans la région des vitesses intermédiaires. En effet, une particule émise à grande vitesse, vers l'avant, par la QC, peut-être alors considérée comme une particule de basse énergie émise, vers l'arrière, par le QP. Un problème similaire se pose pour les alphas et les fragments dans les collisions centrales où une part croissante des produits de réaction sont émis à mi-rapidité, la méthode de reconstruction tendant toutefois à maximiser la séparation des deux sources émettrices (cf. fig. 4.18).

Comme nous l'avions supposé précédemment, l'incorporation de ces particules légères conduit à une nouvelle détermination des vitesses des sources qui sont très voisines des caractéristiques cinématiques des clusters primaires. L'anti-corrélation entre la vitesse relative (V_{12}) des sources et l'angle de déviation (Θ_{12}) par rapport à la direction du faisceau, présentée sur la figure 4.19, montre une certaine analogie avec les diagrammes de Wilczynski [26], employés à basse énergie, dont l'évolution est gouvernée par les temps d'interaction. Plus ces derniers sont longs, plus l'énergie dissipée dans le système est importante. A 95 MeV/u, le mouvement relatif n'est pas

complètement amorti dans les collisions centrales, auquel cas la vitesse relative des deux partenaires devrait être voisine de la répulsion coulombienne $V_{coul} \approx 2.5$ cm/ns. En revanche, à 32 MeV/u, les temps d'interaction étant plus longs, une relaxation complète peut-être observée (cf. § 4.5).

Le critère de proximité utilisé joue un rôle sur la taille des sources reconstruites. A basse énergie transverse ($E_{tr}/E_{CM} < 0.2$), correspondant à des paramètres d'impact supérieurs à 2.5 fm, les sources ont des charges voisines du projectile et de la cible, en tenant compte de l'efficacité de détection $\Omega \sim 0.9\%$. Dans les collisions plus centrales, nous constatons une équipartition des protons dans chaque source qui favorise l'augmentation de la taille de source avant ($\sim 3-4$ unités) au détriment de la source arrière. Cet effet est directement relié au problème du recouvrement des sphères d'émission des particules légères. L'émission de prééquilibre de mi-rapacité contribue à renforcer la symétrie avant-arrière observée car la vitesse nucléon-nucléon est légèrement supérieure à celle du CM de la collision (cf. tableau 3.1).

4.3.3 Validation de la méthode

Afin d'estimer les biais introduits par notre méthode de reconstruction sur les caractéristiques des noyaux primaires, nous avons eu recours au générateur d'événements *SIMON* (cf. annexe B), dont la voie d'entrée simule des collisions binaires pour une distribution de paramètre d'impact telle que $b \geq 1.5$ fm. La charge et la masse des noyaux primaires sont fixées aux valeurs du projectile ($Z = 18$, $A = 36$) et de la cible ($Z = 28$, $A = 58$). Elles ne varient pas avec la violence de la collision. Les sources sont reconstruites à partir des produits de décroissance des noyaux primaires en utilisant, dans un premier temps, la technique de l'arbre minimum avec les particules de charge $Z \geq 2$, puis en complétant les charges des clusters avec les $Z = 1$ à l'aide du critère de proximité. Les résultats des simulations n'ont pas été filtrés par la réponse d'*INDRA* qui prend en compte l'efficacité et les seuils de détection. Le filtre a pour effet d'élargir les distributions de charge et de vitesse des sources reconstruites dans la simulation dû aux fluctuations introduites par le dispositif expérimental.

La figure 4.20 montre les caractéristiques des sources ainsi reconstruites et le grand pouvoir discriminant de la méthode de l'arbre minimum sur l'ensemble du domaine en paramètre d'impact couvert par la simulation. En effet, les charges moyennes des noyaux obtenus sont piquées aux valeurs initiales, $\langle Z_{proj} \rangle \approx 18$ et $\langle Z_{cib} \rangle \approx 28$. Dans les collisions centrales, $b \sim 2-3$ fm, la charge de la cible diminue légèrement au profit de celle du projectile ($\Delta Z \sim 2$). L'évolution de ces valeurs moyennes est plus douce dans la simulation que pour les données expérimentales. Les vitesses moyennes des noyaux reconstruits ne sont pas affectées par la faible variation de la charge totale, et sont en excellent accord avec les valeurs de la voie d'entrée non représentées sur le diagramme. Une large part des $Z = 1$ détectés dans *INDRA* sont émis au début de la collision, alors que, dans la simulation, ces derniers viennent de processus d'évaporation, associés à des échelles de temps plus grandes, où les noyaux chauds ont eu le temps de se séparer. Le recouvrement des sphères d'émission est donc moins important dans la simulation ce qui contribue au succès de la méthode de reconstruction.

Les mauvaises attributions des particules entraînent des fluctuations dans les tailles

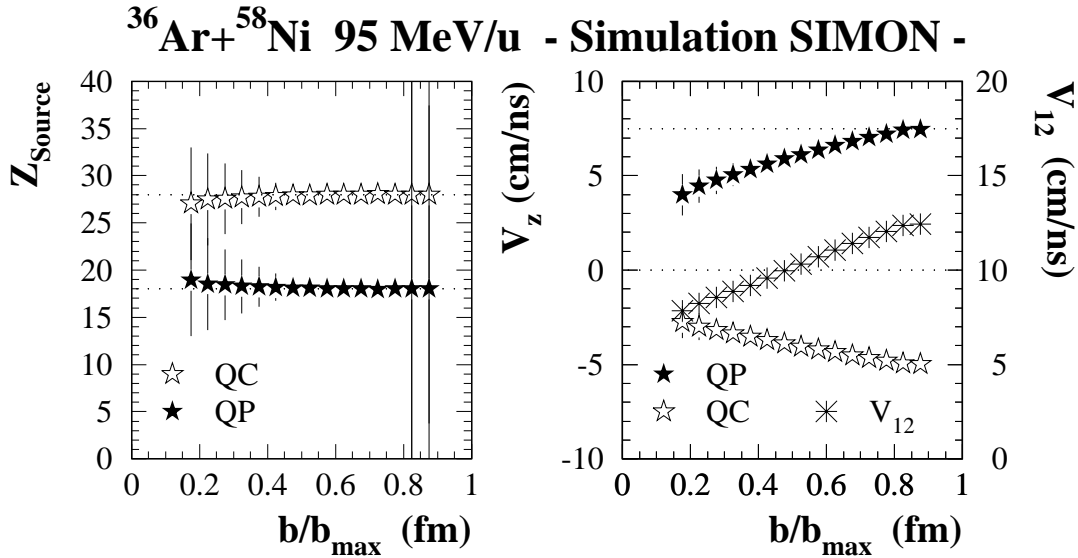


FIG. 4.20 – *Reconstruction des sources à 95 MeV/u à l'aide d'une simulation. Evolution des distributions de charge, de vitesse parallèle et de vitesse relative (en superposition) en fonction du paramètre d'impact.*

des sources. La figure 4.21 quantifie la part des événements pour lesquels la méthode de l'arbre minimum a bien réparti les fragments et les alphas dans chacune des sources. Lorsque la multiplicité de ces particules est faible, typiquement $M < 8$, la méthode fonctionne parfaitement. Dans les collisions centrales, $b \sim 2 - 3$ fm, le taux moyen des particules bien attribuées est $\sim 90\%$, valeur raisonnable pour valider notre méthode de reconstruction.

4.4 Détermination des énergies d'excitation

Les deux composantes de la collision étant caractérisées, il est possible de déterminer leurs énergies d'excitation initiales à partir des différents produits de la réaction. Cependant, une fraction de l'énergie disponible s'échappe du système sous forme de neutrons qui ne sont pas détectés. Quelques hypothèses sont nécessaires pour estimer, événement par événement, leur contribution dans le bilan final. Elles impliquent une estimation de la masse des particules et des fragments lorsqu'elle n'est pas mesurée dans *INDRA* (voir § 3.2.2).

4.4.1 Evaluation des neutrons

Les hypothèses sur les neutrons concernent leur nombre d'une part, et leur énergie moyenne d'autre part. Comme le système étudié diffère de la ligne $N = Z$ d'un excès de 2 neutrons, le nombre de masse de la source (A_s) qui se désexcite peut se déduire, via un facteur de proportionnalité (F), de la somme des charges détectées (Z_s). Selon la charge du QP et de la QC, ce facteur est égal au rapport A/Z du projectile ($F = 2$ si $Z_{QP} \leq 20$), de la cible ($F \sim 2.07$ si $Z_{QC} \leq 30$) ou du système ($F \sim 2.04$ au delà).

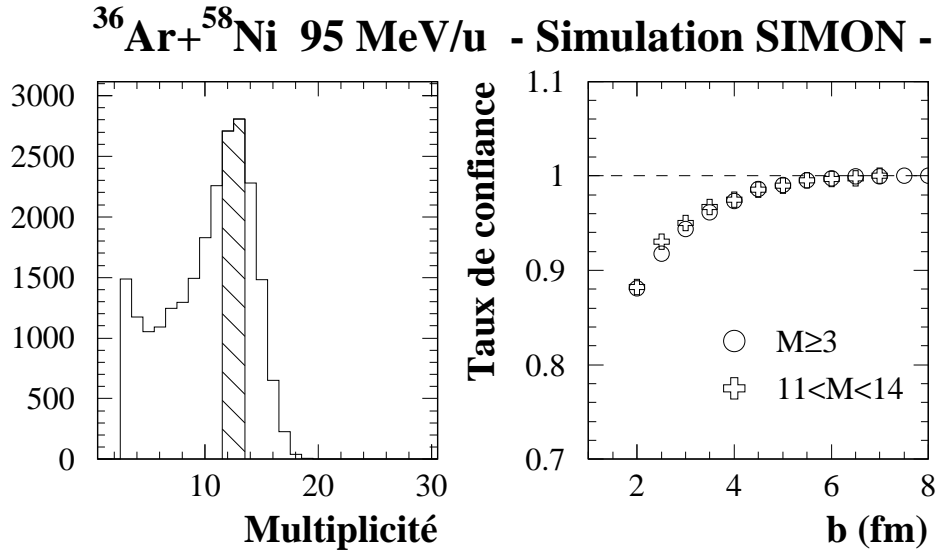


FIG. 4.21 – *A gauche : Distribution de multiplicité des particules $Z \geq 2$ simulée ($b \geq 2$ fm). A droite : Evolution du taux moyen d'événements bien traités par la méthode de reconstruction en fonction de b ; il vaut 1, lorsque toutes les particules ont été correctement réparties dans les 2 noyaux primaires, et 0 dans le cas contraire.*

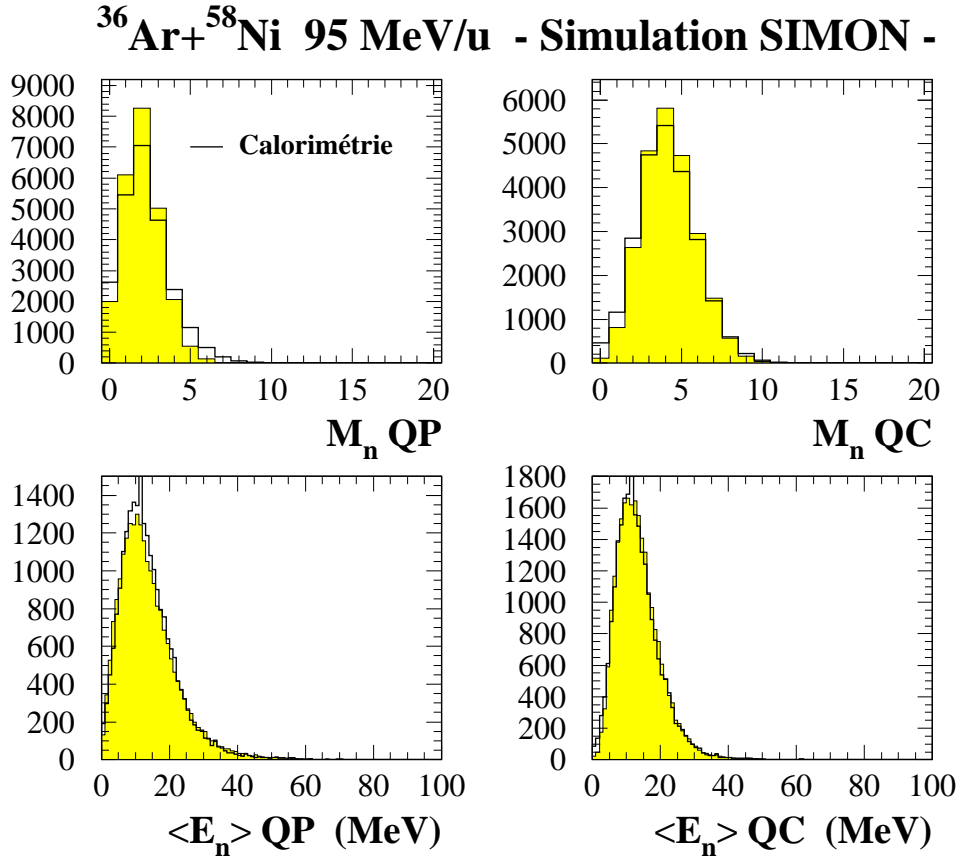


FIG. 4.22 – *Distributions de multiplicité et d'énergie cinétique moyenne des neutrons évaporés par le quasi-projectile et la quasi-cible. Les spectres grisés sont les distributions initiales de la simulation, qui sont comparés aux distributions obtenues à l'aide des relations 4.9 et 4.10.*

La multiplicité de neutrons (M_n) est alors déduite de la conservation du nombre de masses détectées. Quant à l'énergie moyenne emportée par les neutrons, elle est estimée à partir de l'énergie moyenne des protons de l'événement, à laquelle sont soustraits 2 MeV pour tenir compte de la barrière coulombienne, faible pour ces noyaux légers. En résumé, nous avons donc appliqué les prescriptions suivantes :

$$M_n = F Z_s - A_s \quad \text{avec} \quad Z_s = \sum_{i=1}^{M_s} Z_i \quad \text{et} \quad A_s = \sum_{i=1}^{M_s} A_i \quad (4.9)$$

$$\langle E_n \rangle = \langle E_p \rangle - 2 \text{ MeV} \quad (4.10)$$

Nous avons vérifié à l'aide d'une simulation la validité de ces hypothèses (cf. fig. 4.22). La distribution de neutrons obtenue avec notre méthode présente une forme similaire à la distribution réelle des neutrons émis par le QP et la QC, les multiplicités les plus probables étant : 2 neutrons dans la source avant et 4 neutrons dans la source arrière. Néanmoins, la méthode surestime légèrement le nombre de neutrons évaporés par le QP, et inversement sous-estime ceux émis par la QC. Enfin, les énergies moyennes des neutrons déduites des protons sont en bon accord avec les distributions initiales. Des écarts sont observés aux grands et aux petits paramètres d'impact ($\sim \pm 2$ MeV). Pour les événements ne contenant pas de protons, l'énergie moyenne des neutrons est donnée par la valeur la plus probable fournie par la simulation.

4.4.2 Calorimétrie

Les énergies d'excitation (E_s^*) sont obtenues en sommant les énergies cinétiques (E_i) des particules émises, dans le référentiel de chaque source, et en tenant compte du Q de la réaction, autrement dit du bilan des masses calculées à l'aide de la relation 3.2.2 :

$$E_s^* = \sum_{i=1}^{M_s} E_i + M_n \langle E_n \rangle + Q \quad (4.11)$$

$$\text{avec} \quad Q = \sum_{i=1}^{M_s} m(A_i, Z_i) + 939.565 M_n - m(A_s, Z_s) \quad (4.12)$$

$$\text{soit} \quad \varepsilon_s^* = \frac{E_s^*}{A_s} \quad (4.13)$$

L'énergie d'excitation résiduelle donnant lieu à des décroissances γ est de l'ordre de quelques MeV, valeur négligeable en regard des fluctuations sur ces énergies, comme le montre la simulation de la figure 4.23. Le calcul de l'énergie d'excitation par calorimétrie est comparé à la valeur initiale de la voie d'entrée sur un large domaine de paramètre d'impact. Dans les collisions centrales, la méthode de reconstruction des sources conduit à sous-estimer les énergies d'excitation du QP et de la QC. L'erreur commise sur la valeur moyenne ne dépasse cependant pas 2 MeV/u.

Les distributions d'énergie d'excitation obtenues pour le QP et la QC, à 95 MeV/u, figure 4.24, s'étendent de 50 MeV à ~ 1 GeV environ. En valeur moyenne, l'énergie d'excitation de la QC est supérieure à celle du QP, cependant sa masse étant également

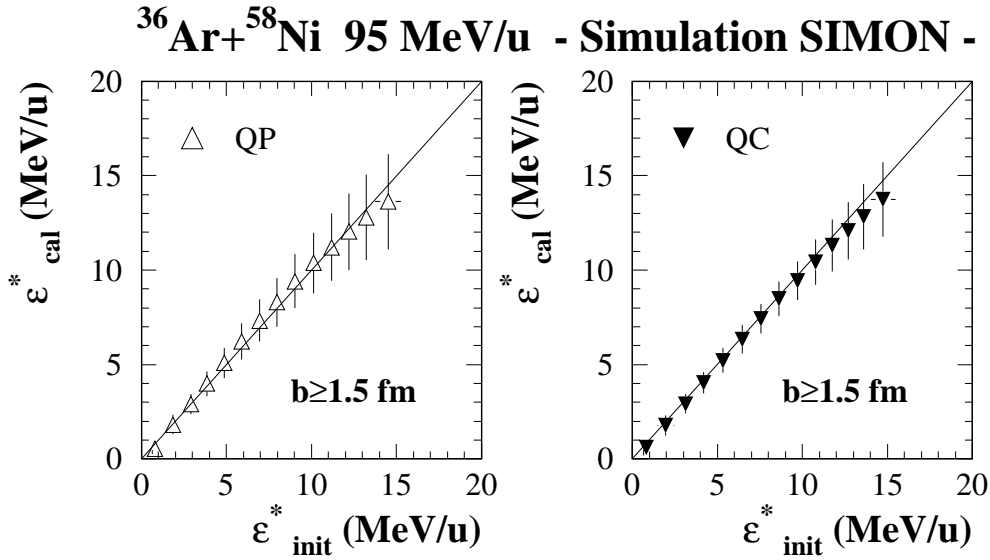


FIG. 4.23 – Comparaisons entre les énergies d'excitation initiales du QP et de la QC et celles obtenues par calorimétrie pour différentes tranches en paramètre d'impact. Les barres d'erreur reflètent les largeurs des distributions.

plus grande, son énergie d'excitation par nucléon est inférieure de 2.5 MeV/u à celle du QP. En raison des fluctuations sur la vitesse du QP (cf. fig. 4.19), la distribution d'énergie d'excitation par nucléon de la source avant est très large, atteignant des valeurs de ~ 25 MeV/u. Quelle est la signification de telles valeurs : fluctuations liées à la méthode de reconstruction ou effet d'une expansion dynamique du noyau chaud ?

Pour avoir une idée des fluctuations de notre calcul, il est intéressant de calculer l'énergie disponible dans le centre de masse, quantité qui se conserve événement par événement. Dans un premier temps, l'énergie d'excitation du système binaire ε_{QP+QC}^* est obtenue en sommant des énergies d'excitation du QP et de la QC. En tenant compte de l'énergie relative des deux partenaires ε_r , nous en déduisons l'énergie disponible par nucléon ε_{TOT} dans le centre de masse de la collision :

$$\varepsilon_{TOT} = \underbrace{\frac{E_{QP}^* + E_{QC}^*}{A_{QP} + A_{QC}}}_{\varepsilon_{QP+QC}^*} + \underbrace{\frac{(\gamma_r - 1) \mu}{A_{QP} + A_{QC}}}_{\varepsilon_r} \quad (4.14)$$

où μ est la masse réduite du système. ε_{tot} est légèrement piquée au-dessous de la valeur attendue $\varepsilon_{CM} \approx 22.26$ MeV/u avec une largeur ~ 2 MeV/u qui donne une indication sur la précision des énergies d'excitation présentées.

La figure 4.25 montre l'évolution, en fonction de la violence de la collision, du poids des différents termes qui contribuent au calcul de l'énergie déposée dans les noyaux chauds (relation 4.11). De manière générale, les neutrons jouent un rôle non négligeable, puisqu'ils emportent en moyenne entre 10 et 20% de l'énergie disponible. Le poids du Q de la réaction diminue avec le paramètre d'impact, passant de 40 à 25% du bilan final. Le reste de l'énergie disponible est converti sous forme d'énergies cinétiques des produits chargés. Les contributions à l'énergie d'excitation obtenue à partir d'un code statistique binaire séquentiel sont similaires à celles observées

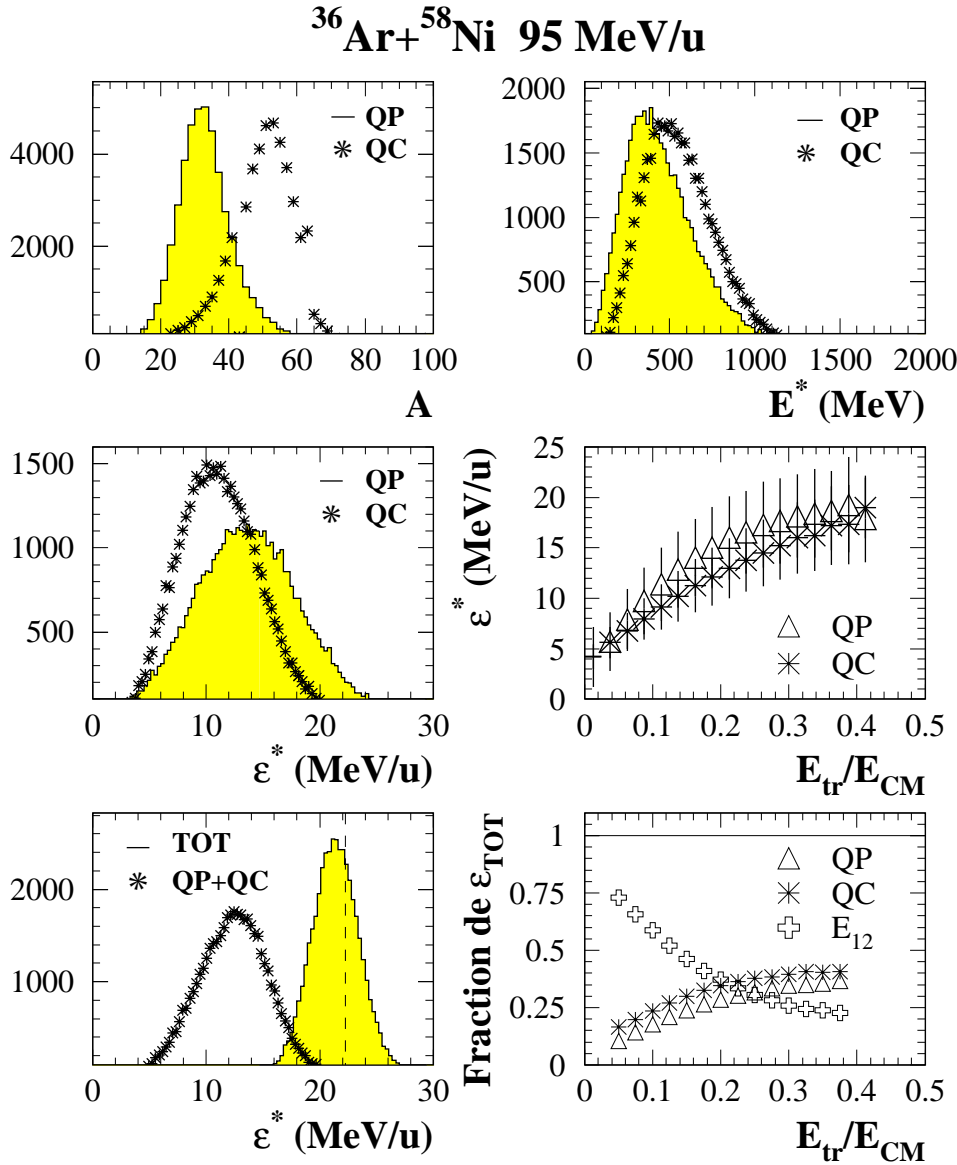


FIG. 4.24 – De haut en bas : Distributions de nombre de masse et d'énergie d'excitation des sources reconstruites. Distributions d'énergie d'excitation par nucléon et leur évolution avec l'énergie transverse. Distributions d'énergie d'excitation du système binaire et de l'énergie totale en tenant compte du mouvement relatif des 2 partenaires (valeur théorique en trait pointillé); poids moyens des différentes contributions dans le bilan final en fonction de l'énergie transverse.

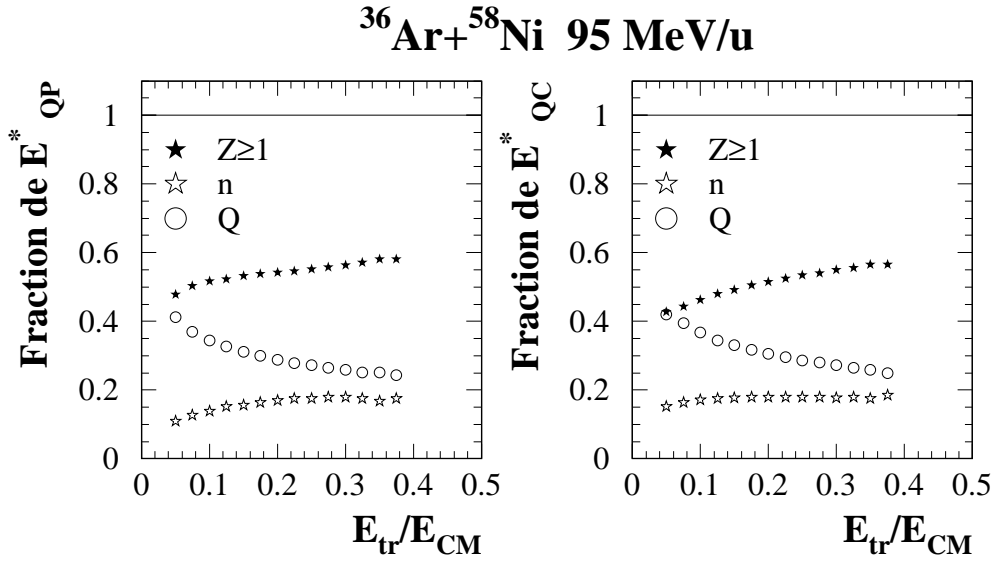


FIG. 4.25 – Evolution en fonction de l'énergie transverse normalisée des différentes contributions au calcul de l'énergie d'excitation : énergies cinétiques des particules chargées, des neutrons et le Q de la réaction. Pour la clarté de la figure, seules les valeurs moyennes sont représentées.

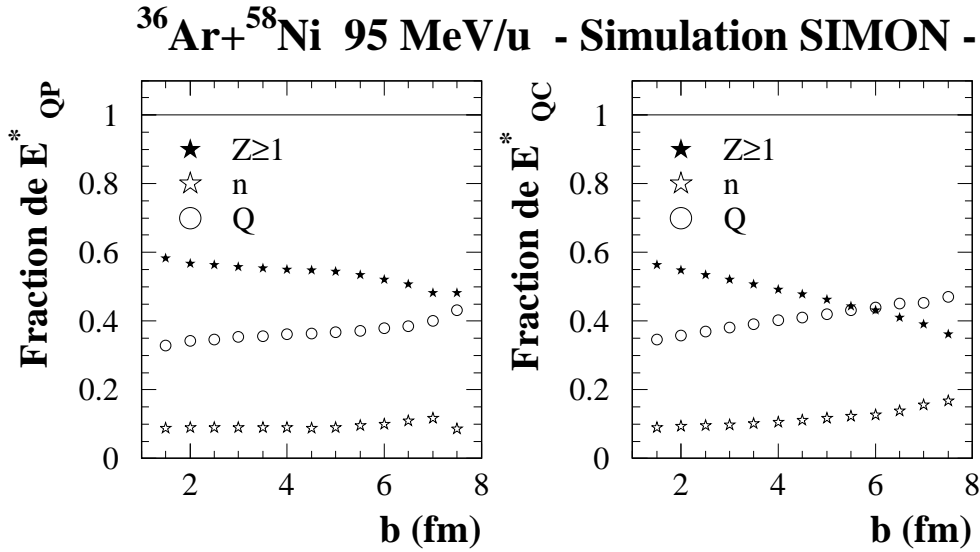


FIG. 4.26 – Evolution des contributions à l'énergie d'excitation du QP ou de la QC calculée par calorimétrie avec le générateur SIMON.

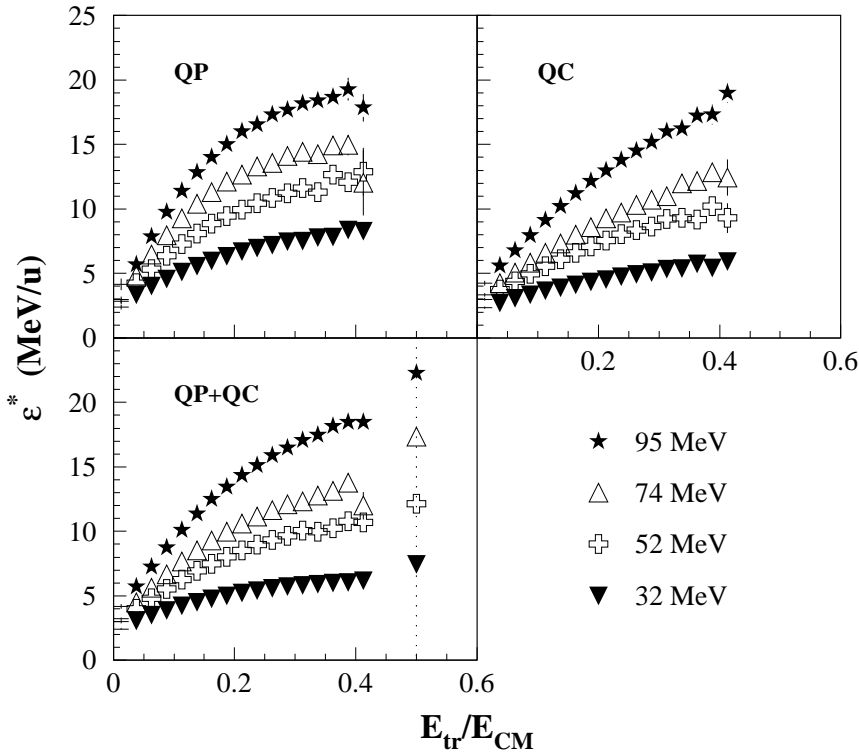


FIG. 4.27 – Evolution des énergies d'excitation moyennes du QP, de la QC et du système avec l'énergie transverse, à plusieurs énergies incidentes. Les symboles situés sur la ligne pointillée correspondent aux énergies disponibles par nucléon dans le centre de masse.

expérimentalement (cf. fig. 4.26). Le Q de la réaction occupe néanmoins une part plus importante dans la simulation. Cette différence s'explique par un nombre d' IMF , produits par le générateur *SIMON*, légèrement plus grand que celui de l'expérience. Il convient toutefois de rester prudent sur ces comparaisons dans la mesure où les événements expérimentaux ne sont pas complets en charge ($Z = 46$) et en masse ($A = 94$) comme dans la simulation. Pour réduire les fluctuations sur les énergies d'excitation, il est préférable de normaliser ces quantités au nombre de nucléons servant à la reconstruction des sources.

4.5 Partage de l'énergie d'excitation entre les deux partenaires

Les données Ar+Al [28, 81] et Zn+Ti [20], obtenues avec *NAUTILUS*, ont montré que de grandes énergies d'excitation ~ 12 MeV/u pouvaient être atteintes dans les collisions binaires. Jusqu'à présent, ces études, menées sur des systèmes en cinématique inverse, portaient essentiellement sur le quasi-projectile. Les bas seuils de détection d'*INDRA* permettent d'envisager des études plus complètes, notamment celle concernant le problème du partage de l'énergie d'excitation entre le quasi-projectile et la quasi-cible. Cependant, la sélection des événements complets, nécessaire à cette étude, impose une limitation du domaine en paramètre d'impact ($b \leq 6$ fm), correspondant

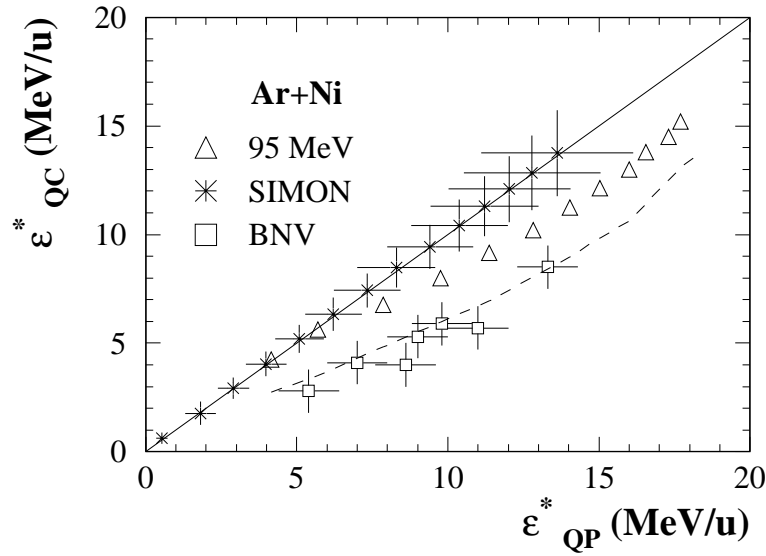


FIG. 4.28 – Partage de l'énergie d'excitation dans le système Ar+Ni à 95 MeV/u. Comparaisons avec un calcul statistique, SIMON, supposant l'équilibre thermique entre les deux partenaires d'une part, et un calcul BNV prédisant une équipartition de l'énergie. La bissectrice représente la ligne d'iso-température, alors que la courbe pointillée indique l'équipartition de l'énergie d'excitation en tenant compte de l'évolution du rapport des masses.

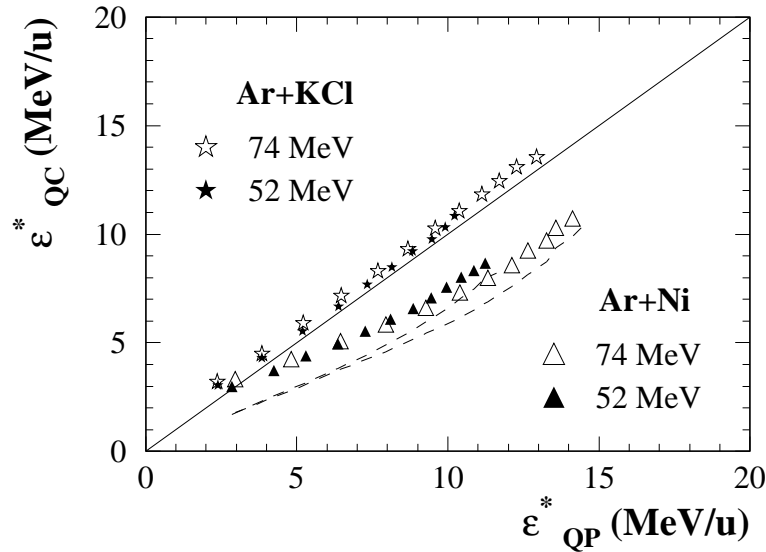


FIG. 4.29 – Partage de l'énergie d'excitation dans le système symétrique Ar+KCl. Comparaison avec les données du système Ar+Ni aux mêmes énergies incidentes.

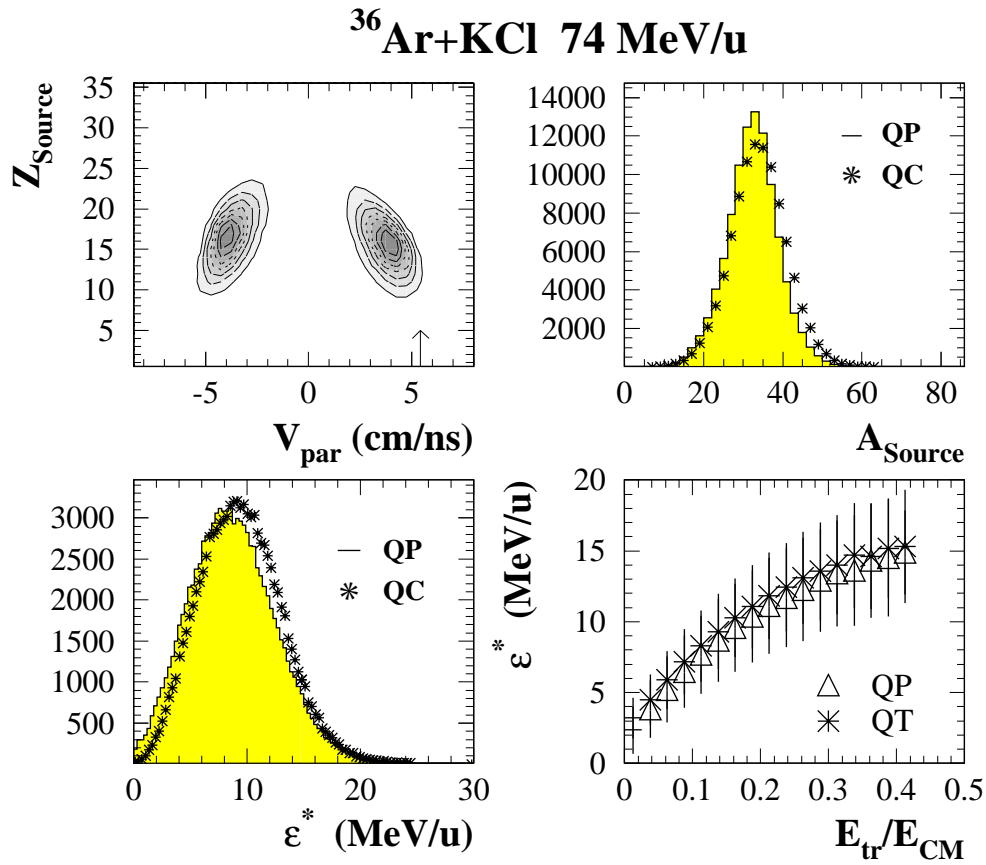


FIG. 4.30 – Reconstruction des noyaux primaires dans la réaction $^{36}\text{Ar} + \text{KCl}$ à 74 MeV/u. En haut : Diagramme charge-vitesse parallèle des sources reconstruites; distributions de nombre de masse du QP et de la QC. En bas : Distributions d'énergie d'excitation par nucléon et leur évolution avec la centralité de la collision.

à des énergies dissipées dans le système supérieure à 3 MeV/u, comme le montrent les diagrammes de la figure 4.27.

Comme nous l'avons déjà remarqué, la gamme en énergie d'excitation par nucléon, du QP, de la QC ou encore du système entier est très large, allant jusqu'à des valeurs de 18 MeV/u environ. Si l'énergie d'excitation de la QC croît régulièrement avec la centralité de la collision, un effet de saturation semble intervenir, pour le QP, aux grandes énergies incidentes dans la région des petits paramètres d'impact. Ainsi, les valeurs de 25 MeV/u, observées pour le QP sur la figure 4.24, proviennent pour une grande part de fluctuations liées à la méthode de reconstruction. Enfin, à basses énergies incidentes, les énergies d'excitation maximales du système binaire sont très proches des énergies disponibles dans le centre de masse, suggérant pour ces énergies une relaxation quasi-complète du système.

Les simulations avec le générateur d'événements *SIMON*, menées à 95 MeV/u, figures 4.23 et 4.28, de manière à couvrir une grande dynamique en énergie d'excitation, montrent que la méthode de détermination des sources d'émission, ainsi que la calorimétrie, n'introduisent pas de biais systématiques sur les énergies d'excitation moyennes qui se répartissent entre le QP et la QC selon le rapport des masses. Nous retrouvons ainsi l'équilibre thermique entre les deux partenaires, hypothèse de ce calcul statistique. Les largeurs des distributions augmentent dans les collisions centrales en raison des ambiguïtés sur l'attribution des particules dans les sources d'émission.

Les calculs *BNV*, quant à eux, prédisent une équipartition de l'énergie restant dans le système au temps de thermalisation, la différence étant emportée par les particules de prééquilibre. Nous observons la même tendance pour les deux énergies incidentes 52 et 95 MeV/u (cf. fig. 4.28). Notons que le point correspondant à $b = 3$ fm, à 95 MeV/u, n'a pas été reporté en raison d'une incertitude sur la détermination de l'énergie d'excitation du quasi-projectile. Les calculs *BNV* sont situés au voisinage de la courbe d'équipartition expérimentale qui, au-dessous de 12 MeV/u, est très proche de la ligne d'équipartition théorique déduite de l'asymétrie de la voie d'entrée ($A_{QP}/A_{QC} \sim 0.62$). Un calcul dynamique, de type Landau-Vlasov, mené par P. Eudes, utilisant une autre technique de reconstruction, conduit à des résultats similaires concernant le partage de l'énergie d'excitation [82].

Le scénario observé dans les données $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ est très différent (cf. fig. 4.28). En effet, si, dans les collisions semi-périphériques, le partage d'énergie entre le QP et la QC se fait selon le rapport des masses mises en jeu, le système binaire dévie sensiblement de la ligne iso-température, avec la centralité de la collision, pour tendre vers l'équipartition des énergies d'excitation, représentée par les lignes pointillées. Cette évolution est en contradiction avec la tendance observée, à basse énergie, dans les collisions profondément inélastiques, où l'équilibre thermique entre les deux composants en interaction est attendu dans les collisions centrales (§ 4.1.1). Nos données indiquent qu'aux grandes énergies de bombardement le système binaire n'a pas le temps de s'équilibrer thermiquement. Les temps d'interaction, compris entre 50 et 100 fm/c, déduits des calculs *BNV*, conduisent ainsi à donner une borne inférieure pour la détermination des temps caractéristiques de thermalisation du système.

Afin de s'assurer que les sélections appliquées sur les données n'influencent pas les observables étudiées, nous avons mené une analyse similaire sur le système symétrique

$^{36}\text{Ar}+\text{KCl}$ (cf. fig. 4.29). Les distributions de masse et d'énergie d'excitation obtenues pour le QP et la QC sont très voisines (cf. fig. 4.30). Conformément à notre attente, les données $\text{Ar}+\text{KCl}$ se placent au voisinage de la bissectrice signifiant, dans ce cas, une même valeur de l'énergie d'excitation pour le quasi-projectile et la quasi-cible.

L'évolution, observée à basse énergie d'excitation pour le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$, n'est pas clairement comprise. En effet, pour les collisions semi-périphériques, si la méthode de reconstruction conduit à une nette distinction des sources d'émission de particules (cf. fig. 4.21), en revanche les données sont, dans une certaine mesure, biaisées par les seuils d'identification des fragments. Ces derniers contribuent à tronquer la partie basse de la distribution d'énergie d'excitation initiale de la quasi-cible et à surestimer les valeurs obtenues par calorimétrie. Toutefois, ces effets seraient plus prononcés pour des noyaux de masses intermédiaires comme les cibles de ^{58}Ni ou de ^{128}Xe , alors qu'ils restent faibles pour les cibles légères (cf. le système $^{36}\text{Ar}+\text{KCl}$). Des simulations complémentaires, utilisant un filtre expérimental réaliste, prenant en compte les différents seuils d'identification des particules et des fragments, permettront, dans un avenir prochain, de quantifier les effets liés à la méthode d'analyse d'une part, et au système de détection d'autre part.

4.6 Conclusion

Les analyses globales, menées sur le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$, montrent la prépondérance des collisions binaires sur un large domaine de dissipation de 32 à 95 MeV/u. Cependant, entre 32 et 52 MeV/u, des événements candidats à une fusion incomplète du projectile et de la cible ont été mis en évidence. La section efficace de ce mécanisme, estimée à 70 mb, à 32 MeV, à partir de l'étude des événements contenant 1 fragment [83], est très faible au regard de la section efficace totale de la réaction ~ 3 barns. Des analyses sur le système symétrique $^{36}\text{Ar}+\text{KCl}$ conduisent à des résultats similaires [35, 84]. Enfin, les calculs dynamiques *BNV* sont en bon accord avec les mécanismes observés expérimentalement. La section efficace de fusion incomplète, prédite par ces derniers, est cependant plus grande que celle extraite préliminairement des données. Aussi une étude complète de ces événements, associés à une source unique, est-elle actuellement en cours [76, 85].

La sélection des événements complets permet une étude simultanée du quasi-projectile et de la quasi-cible sur un large domaine de paramètre d'impact, ce qui nous a motivé pour développer une méthode originale de reconstruction des sources d'émission de particules, fondée sur la technique de l'arbre minimum. Le générateur d'événements *SIMON* nous a permis de tester notre méthode de reconstruction, de valider les hypothèses sur les neutrons qui ne sont pas détectés, dans le but d'analyser, événement par événement, les collisions $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$. Les énergies d'excitation des noyaux primaires sont obtenues par la calorimétrie des produits de désexcitation en tenant compte du bilan des masses. Des énergies d'excitation moyennes ~ 20 MeV/u sont ainsi mesurées dans les collisions les plus violentes.

L'étude du partage d'énergie entre le quasi-projectile et la quasi-cible montre que l'équilibre thermique n'est pas atteint entre les deux partenaires dans les collisions

centrales. Ce résultat est compatible avec les temps d'interaction très courts mis en jeu aux énergies de Fermi, et conduit à des valeurs minimales pour les temps de thermalisation autour de 100 fm/c.

La première étape consistant à caractériser les noyaux chauds étant achevée, nous sommes en mesure d'étudier les propriétés de décroissance de ces noyaux. Nous nous intéresserons également au problème de la détermination de leur température dans le contexte de la *courbe calorique*.

Chapitre 5

Propriétés et Modes de décroissance des noyaux chauds

5.1 Caractéristiques des émissions

Avant de s'intéresser aux propriétés et aux modes de décroissance des noyaux chauds, il convient de s'assurer que les sources reconstruites présentent les caractéristiques d'une source thermalisée, autrement dit une émission symétrique autour de 90° dans le référentiel de l'émetteur et des distributions d'énergie cinétique uniformes.

5.1.1 Distributions angulaires

Les distributions angulaires sont obtenues à partir des vitesses des particules $\vec{\beta}_i^S$ exprimées dans le référentiel de la source qui se désexcitent à l'aide d'une transformation de Lorentz. Le cosinus de l'angle d'émission est alors donné par :

$$\cos \Theta = \frac{\vec{\beta}_i^S \cdot \vec{\beta}_r}{|\vec{\beta}_i^S| \cdot |\vec{\beta}_r|} \quad (5.1)$$

où $\vec{\beta}_r$ est la vitesse relative séparant le quasi-projectile et la quasi-cible (cf. relation 4.3.1). Dans le cas d'une émission isotrope, la distribution de $\cos \Theta$ est plate. Cependant, le moment angulaire favorise l'émission de particules, à 0 et 180° , contribuant à creuser légèrement la distribution autour de 90° . Les effets de moment angulaire ont été très étudiés, dans le passé, dans les noyaux composés [86]. Les calculs *BNV* montrent que, pour le système $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$, fig. 4.6, des maxima de moments angulaires, compris entre 10 et $20 \hbar$, sont attendus dans la région des paramètres d'impact intermédiaires autour de 4 fm .

Ces derniers sont invoqués pour expliquer l'allure des distributions angulaires, figure 5.1, des particules de charge $Z \geq 2$ dans le référentiel du quasi-projectile (QP). La distribution des $Z = 1$ présente, quant à elle, une forme particulière qui ne peut être due à de tels effets. L'émission du QP présente une bosse autour de $\cos \Theta_{QP} \sim -0.25$, suivie d'une déplétion aux angles arrière $\cos \Theta_{QP} < -0.5$. Une distribution symétrique, par rapport au QP, est observée dans la quasi-cible (QC), aux angles avant, qu'il

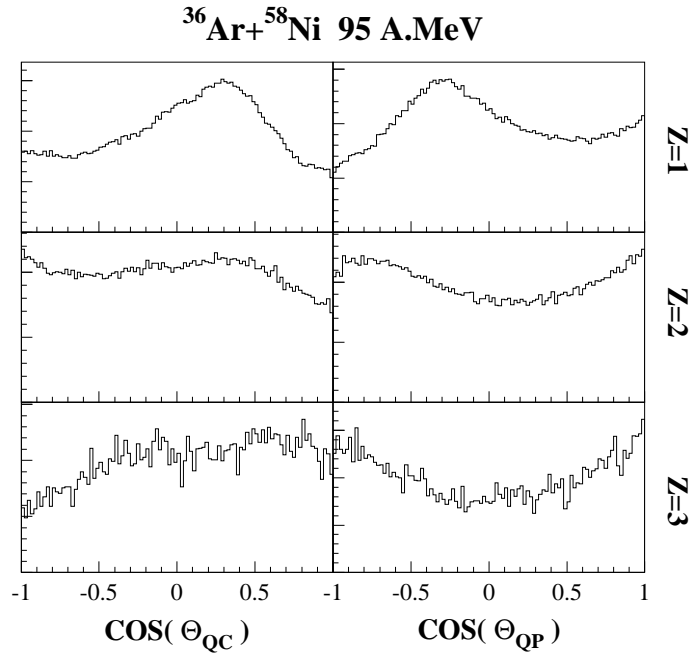


FIG. 5.1 – Distributions angulaires dans la quasi-cible (à gauche) et le quasi-projectile (à droite). Les spectres sont normalisés à l'unité pour la comparaison des distributions.

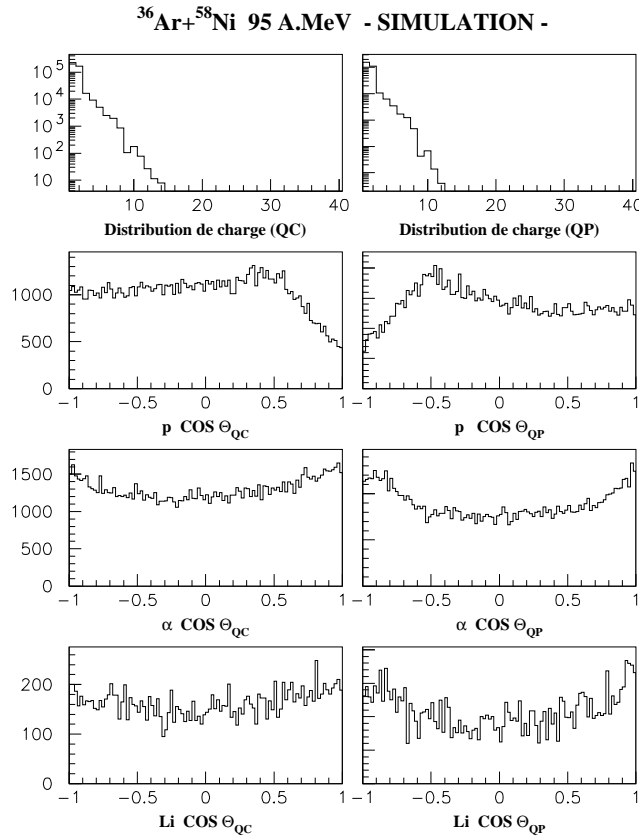


FIG. 5.2 – Distributions de charge et distributions angulaires dans la QC et le QP. Cette simulation a été réalisée pour un intervalle de paramètre d'impact compris entre 1.5 et 4 fm.

convient de commenter. En effet, dans la zone de recouvrement du QP et de la QC ($\cos \Theta_{QC} > 0.5$ et $\cos \Theta_{QP} < -0.5$), la méthode, basée sur le critère de proximité, que nous avons adoptée pour attribuer les $Z = 1$ dans chacune des sources, conduit préférentiellement à considérer une particule rapide émise vers l'avant par la QC, comme une particule appartenant au QP, et inversement. Ainsi, l'excès des $Z=1$ mesuré aux angles arrière du QP est-il associé au déficit de particules aux angles avant de la QC et vice et versa. Ces mauvaises attributions contribuent à l'élargissement des distributions de multiplicité et d'énergie d'excitation dans chacune des sources. Cependant, ces échanges étant symétriques, les valeurs moyennes de ces distributions n'en sont pas grandement affectées.

Pour se convaincre que le recouvrement du QP et de la QC est à l'origine des formes particulières des distributions angulaires des $Z = 1$, une simulation a été réalisée pour des collisions semi-centrales (cf. fig. 5.2). Si l'effet est présent, son amplitude est beaucoup plus faible dans la simulation, du fait que les protons sont issus uniquement de processus d'évaporation. Par ailleurs, les autres distributions (α , Li) présentent les légères asymétries $0^\circ/90^\circ$ attendues. Ces dernières sont plus marquées dans la source avant, plus légère, comme nous l'observons dans les données.

Enfin, le trou qui apparaît à l'avant de la QC dans les distributions expérimentales des $Z = 2$, fig. 5.1, provient également du problème du recouvrement des émissions des deux partenaires, que nous avons déjà évoqué pour les $Z = 1$. En raison de l'asymétrie de la voie d'entrée, un transfert de charge vers le QP est favorisé, qui est plus prononcé dans les collisions centrales. En outre, l'absence des chambres à ionisation, au-delà de 90° (dans le laboratoire), biaise les distributions angulaires des fragments émis par la QC, qui sont mal identifiés dans les scintillateurs à iodure de césium, conduisant à une statistique pauvre en fragments aux angles arrière. Une partie du déficit des $Z = 3$ peut se retrouver ainsi sous forme de $Z = 2$, dont la distribution présente une bosse aux angles arrière.

5.1.2 Distributions d'énergie cinétique

Si la source étudiée est thermalisée, alors les distributions d'énergie cinétique des particules devraient être indépendantes quelle que soit la direction de l'émission. La théorie statistique prédit que ces dernières suivent une loi de Maxwell-Boltzmann dont l'énergie moyenne est proportionnelle à la température (T) de l'émetteur. On a ainsi : $\langle E \rangle = 2T + B$, dans le cas d'une émission de surface, ou encore $\langle E \rangle = 3/2T + B$, pour une émission de volume (cf. § 5.4.1), B étant la barrière coulombienne. La figure 5.3 montre que les énergies cinétiques moyennes des particules légères $Z = 1$ et $Z = 2$ sont homogènes en fonction de l'angle d'émission, pourvu que nous nous limitons à l'hémisphère avant du QP ($\cos \Theta_{QP} > 0$) ou à l'hémisphère arrière de la QC ($\cos \Theta_{QC} < 0$), afin de s'affranchir des problèmes liés à la zone de recouvrement. C'est pourquoi pour la suite de notre analyse nous choisirons de ne considérer que les particules émises dans ces hémisphères (cf. fig. 5.5). Néanmoins, les énergies cinétiques des particules émises par le QP sont, en moyenne, plus élevées que celles émises par la QC. En outre, les effets du recouvrement, qui étaient pressentis sur les distributions angulaires des $Z = 2$, se trouvent plus prononcés sur les énergies moyennes.

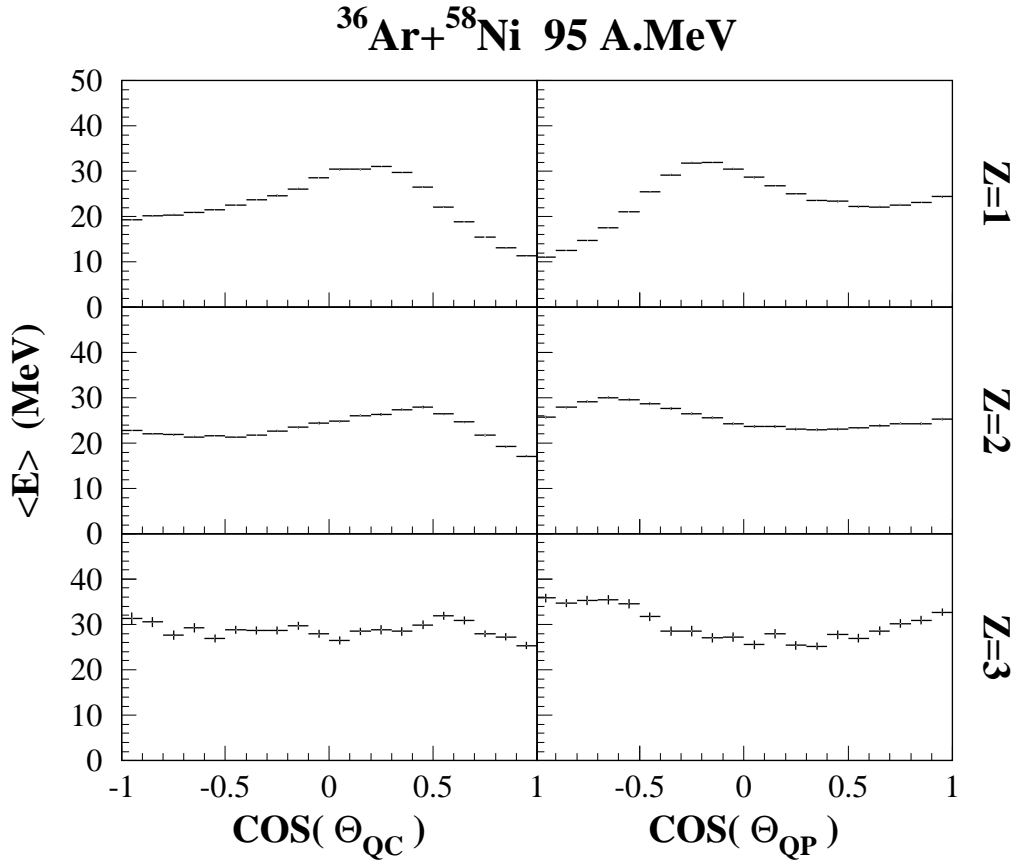


FIG. 5.3 – Energies moyennes des particules en fonction du cosinus de l'angle d'émission.

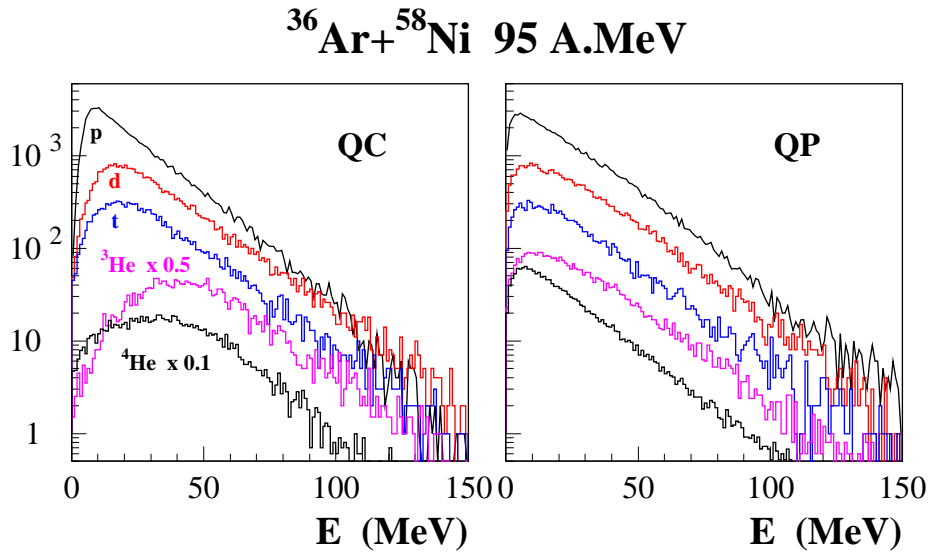


FIG. 5.4 – Spectre en énergie des différents isotopes de l'hélium et de l'hydrogène dans les référentiels de la QC (à gauche) et du QP (à droite) .

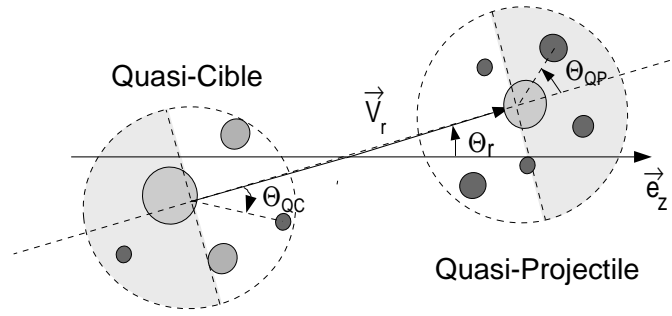


FIG. 5.5 – Représentation schématique du quasi-projectile et de la quasi-cible.

Pour éviter les problèmes liés au recouvrement des sphères d'émission des deux noyaux, ne sont considérées que les particules émises dans les régions figurant en grisé.

Les spectres en énergie des différents isotopes de $Z = 1$ et $Z = 2$, émis dans ces deux secteurs angulaires, apportent également des informations complémentaires (cf. fig. 5.4). Si les pentes des spectres sont relativement voisines d'un isotope à l'autre, en revanche, les formes des spectres, dans la partie de basse énergie, diffèrent sensiblement. Pour la quasi-cible, ces différences sont dues principalement aux seuils de détection. En effet, l'identification des isotopes, aux angles avant ($\theta_{lab} \leq 45^\circ$), n'est possible que si ces derniers traversent les détecteurs silicium de $300 \mu\text{m}$, et que leurs signaux franchissent les seuils des discriminateurs des scintillateurs à iodure de césium. Ces conditions conduisent à un seuil de détection différent selon la nature de la particule soit respectivement 6, 8, 9, 21 et 24 MeV pour les p, d, t, ^3He , ^4He . Quant au quasi-projectile, la vitesse d'entraînement est telle que les énergies des particules qu'il émet sont situées au-delà des seuils de détection. Il est ainsi possible de déterminer avec précision la part des différents isotopes dans le processus de désexcitation du quasi-projectile.

Nous avons comparé, de manière individuelle, la forme des spectres des différents isotopes de $Z = 1$ et $Z = 2$ avec les résultats d'un code de désexcitation séquentielle (cf. fig. 5.6). L'agrément obtenu sur ces distributions confortent nos conclusions sur le caractère équilibré de l'émission du quasi-projectile. La reproduction des données n'est cependant pas parfaite dans la mesure où les taux de production des différents isotopes ne sont pas reproduits. De plus, pour expliquer les différences observées dans les spectres des protons, il est nécessaire d'invoquer d'autres mécanismes de production dans l'expérience qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. Une contamination par une émission de prééquilibre pourrait ainsi être à l'origine de la queue de la distribution expérimentale. Par ailleurs, la forme du spectre calculé pourrait venir d'une émission préférentielle de protons en fin de cascade de désexcitation où ils seraient alors émis avec une énergie moyenne plus basse.

Dans les noyaux légers, les différents reculs cumulés durant la chaîne de décroissance, entraînent un étalement des barrières coulombiennes. Les formes des spectres, à basse énergie, sont alors mal reproduits par une distribution de Maxwell-Boltzmann. Les pentes des spectres en énergie reflètent alors une température apparente qui peut être nettement plus grande que la température effective du noyau primaire. D'autres

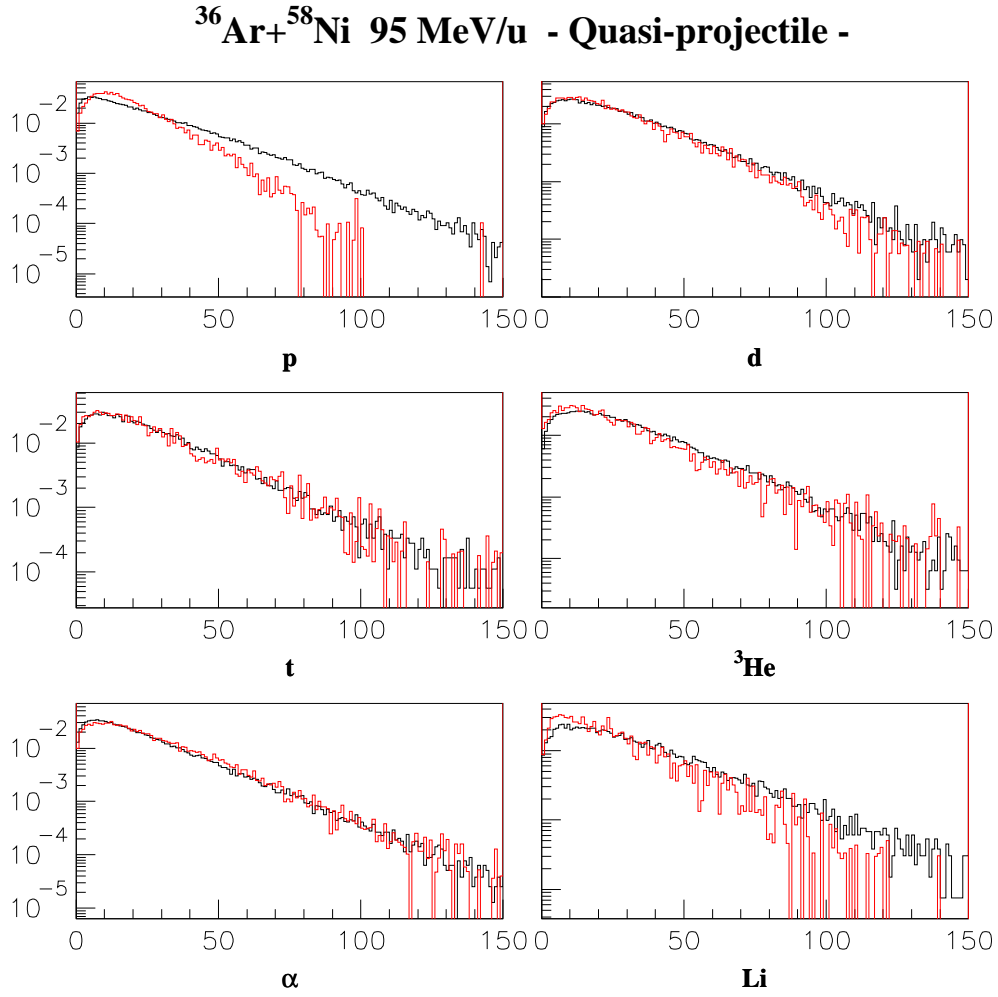


FIG. 5.6 – Comparaison des spectres en énergie expérimentaux de différentes particules légères avec les résultats d'une simulation (histogrammes pointillés) pour le quasi-projectile ($\Theta_{QP} < 90^\circ$). Chaque spectre est normalisé au nombre de coups.

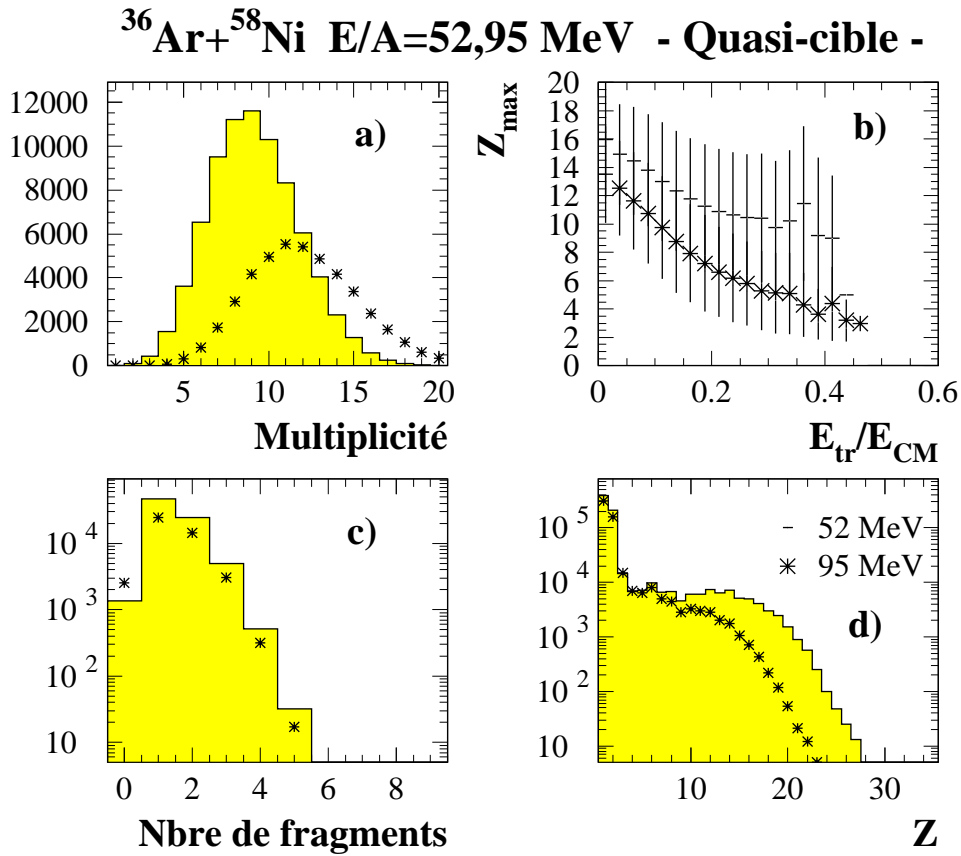


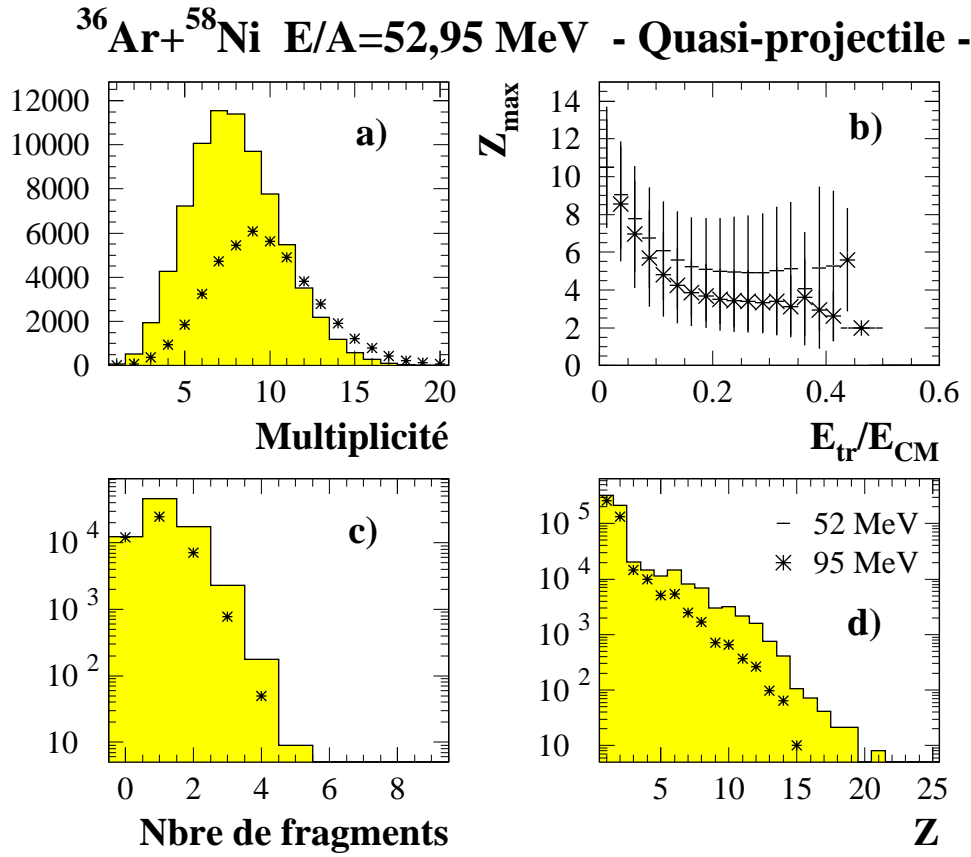
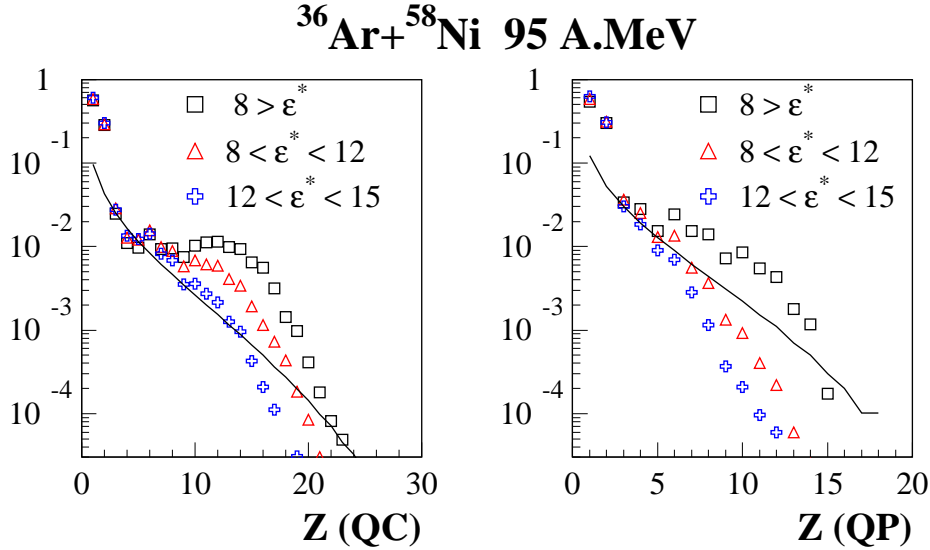
FIG. 5.7 – Caractéristiques générales de la désexcitation de la quasi-cible à 52 (histogrammes) et 95 MeV/u (symboles). En haut : a) Multiplicités de produits chargés; b) variation des charges moyennes des plus gros fragments en fonction de l'énergie transverse. En Bas : c) Multiplicités de fragments; d) distributions de charge.

méthodes doivent donc être envisagées pour estimer la température du noyau thermalisé (voir § 5.4.1).

Ces résultats confirment que la méthode de l'*arbre minimum* permet d'isoler deux sources excitées, caractérisées par une émission isotrope, compatible avec un équilibre thermique de chacun des partenaires, en tenant compte des effets de détection d'une part, et des biais induits par la méthode de reconstruction d'autre part. Ils ouvrent donc la voie à l'étude des modes de désexcitation des noyaux chauds observés.

5.2 Propriétés des noyaux chauds

L'analyse des énergies d'excitation obtenues pour le quasi-projectile et la quasi-cible, à partir des événements bien mesurés, a montré que le partage de l'énergie n'était pas complètement équilibré dans la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$. Le quasi-projectile plus léger est, en moyenne, plus excité que la quasi-cible. Quelques propriétés générales concernant ces noyaux chauds sont présentées sur les figures 5.7 et 5.8. Comme les distributions de multiplicité le suggéraient, un grand nombre de particules est émis

FIG. 5.8 – *Idem fig. 5.7 pour le quasi-projectile.*FIG. 5.9 – *Evolution des distributions de charge pour 3 tranches en énergie d'excitation par nucléon de la QC et du QP. Les lignes continues correspondent à un calcul de partitions de 2 noyaux primaires de charges respectives $Z_0 = 28$ et $Z_0 = 18$ (voir texte).*

lors de la décroissance de ces noyaux. Le nombre moyen de fragments détectés est faible, la probabilité la plus grande étant de détecter un fragment dans chaque source. Ceci confirme le caractère binaire de la collision, les fragments détectés pouvant être associés aux résidus des processus de désexcitation.

5.2.1 Distributions de charge

Les distributions de charge évoluent rapidement avec l'énergie d'excitation vers une allure de type exponentielle (cf. fig. 5.9), caractéristique d'une production de fragments de plus en plus petits dans la voie finale. A basse énergie d'excitation ($\varepsilon < 8$ MeV/A), les distributions présentent deux composantes associées aux particules évaporées ($Z \leq 2$) d'une part et aux résidus ($Z \geq 8$) d'autre part, qui apparaissent clairement dans la source arrière (QC). Les résidus lourds de charge ~ 28 , venant de la cible, ne sont pas détectés dans *INDRA*, ce qui implique que l'énergie d'excitation de la QC doit être suffisamment élevée pour que les résidus soient détectés, et que la sélection des événements complets soit satisfaite. Entre ces deux composantes, on trouve la contribution des fragments légers qui reste importante quelle que soit la violence de la collision. Aux grandes énergies d'excitation, la « bosse » correspondant aux résidus disparaît, la production de gros fragments devenant improbable. La transition entre les deux régimes est rapide pour le QP, comme le suggère également la variation de la charge du résidu d'évaporation dans les collisions semi-périphériques, figure 5.8.b; elle est plus progressive dans le cas de la QC.

En se basant sur le concept d'entropie maximale, Aichelin et Hüfner [87] ont prédit le comportement exponentiel des distributions de charge avec des hypothèses minimales sur le système qui fragmente (charge totale, section efficace totale), pourvu que toutes les partitions soient accessibles. Si ces dernières sont équiprobables, alors la fragmentation d'un noyau de charge Z_0 se réduit au problème des partitions d'Euler. Le nombre de fragments de charge a provenant de la cassure d'un noyau Z_0 est donné par une relation de récurrence [88]. Les résultats de ces calculs sont reportés sur la figure 5.9 pour deux noyaux de charge $Z_0 = 18$ et $Z_0 = 28$. Les courbes sont normalisées sur les $Z = 3$ pour la comparaison avec les données. Le calcul des partitions reproduit bien les taux de production des fragments légers : $3 \leq Z \leq 8$ pour le QP, $3 \leq Z \leq 14$ pour la QC. En revanche, il y a désaccord avec les particules légères et les fragments lourds. Comme les particules légères, produites en abondance, ne s'inscrivent pas dans la continuité des fragments légers, cela suggère une émission d'origine dynamique, et non plus uniquement statistique, de ces particules, qui se fait au détriment des noyaux plus lourds.

5.2.2 Production de particules

La diminution de la charge moyenne du plus gros fragment détecté, avec la violence de la collision, est accompagnée d'une augmentation du nombre de produits émis dans la voie finale par conservation de la charge du système (cf. fig. 5.10). Dans les collisions semi-périphériques, où de faibles énergies d'excitation par nucléon sont mises en jeu ($\varepsilon^* < 5$ MeV/A), la multiplicité de particules chargées augmentent rapidement.

L'énergie d'excitation est alors dominée par le nombre de particules émises et le bilan des masses. Dans les collisions plus centrales, la charge moyenne du fragment résiduel sature (fig. 5.8.b) ou diminue plus lentement (fig. 5.7.b) selon la taille des noyaux primaires. Ce changement de régime est également observé dans la production de particules à 52 et 95 MeV/u. Il témoigne ainsi qu'une part importante de l'énergie d'excitation est emportée sous forme d'énergie cinétique. Une bonne superposition des courbes de production de particules est observée pour les trois énergies incidentes, montrant que l'énergie d'excitation est un bon paramètre pour suivre l'évolution du système. Les déviations observées pour les différentes énergies incidentes sont liées à la méthode de reconstruction et à l'analyse en deux sources. Elles interviennent pour le système quasi-complet, lorsque l'énergie d'excitation, calculée à l'aide de la relation 4.4.2, est proche de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction. Aussi limiterons-nous l'intervalle d'étude aux énergies d'excitation comprises entre 0 et 22 MeV/A environ.

5.2.3 Mouvements collectifs

Pour obtenir des informations qualitatives sur les mouvements collectifs d'expansion dans les noyaux, issus de collisions binaires très inélastiques, il convient de s'intéresser à l'évolution des énergies cinétiques moyennes des fragments en fonction de l'énergie d'excitation (cf. fig. 5.11). Du fait que les seuils de détection biaisent le calcul des valeurs moyennes, seul le QP a été considéré dans cette analyse. A basse énergie d'excitation ($\varepsilon^* < 8$ MeV/A), les particules et les fragments légers évaporés emportent une grande part de l'énergie disponible sous forme d'énergie cinétique. Les résidus lourds ont gardé une certaine mémoire du noyau primaire; ils ont ainsi une énergie moyenne plus faible. Inversement, à grande énergie d'excitation ($\varepsilon^* > 12$ MeV/A), toutes les partitions sont explorées, nous nous attendons donc à des énergies moyennes voisines quelle que soit la charge du fragment émis. Si le système est animé d'un mouvement d'expansion radiale, alors un terme supplémentaire, proportionnel au nombre de masse, devrait apparaître dans les énergies des fragments. Cet effet n'est pas clairement vu dans l'émission du quasi-projectile.

Afin de s'assurer que le calcul séquentiel est compatible avec les données des énergies d'excitation intermédiaires ($8 < \varepsilon^* < 12$ MeV/A), nous avons comparé les valeurs moyennes obtenues avec le code *SIMON*, pour deux intervalles de paramètre d'impact, $1.5 < b \leq 2.5$ fm et $2.5 < b \leq 3.5$ fm, correspondant à des énergies d'excitation moyennes de ~ 13 MeV/A et ~ 11.5 MeV/A respectivement, voisines des valeurs expérimentales. Notons que les distributions de charge ne sont pas bien reproduites par ce type de calcul (cf. fig. 5.2 et fig. 5.9). En effet, à une énergie d'excitation donnée, dans le régime de fragmentation considéré, la distribution de charge calculée est plus étroite que celle observée expérimentalement. Aussi obtenons-nous un accord relatif sur l'évolution des énergies moyennes avec la charge des fragments. Néanmoins, les énergies moyennes des fragments légers $3 \leq Z \leq 6$ ne sont pas reproduites. Compte tenu du mouvement relatif entre les deux noyaux primaires dans la voie de sortie, les effets de compression-expansion, évoqués dans l'introduction, sont très faibles. En revanche, une expansion radiale d'origine thermique pourrait être caractérisée au moyen

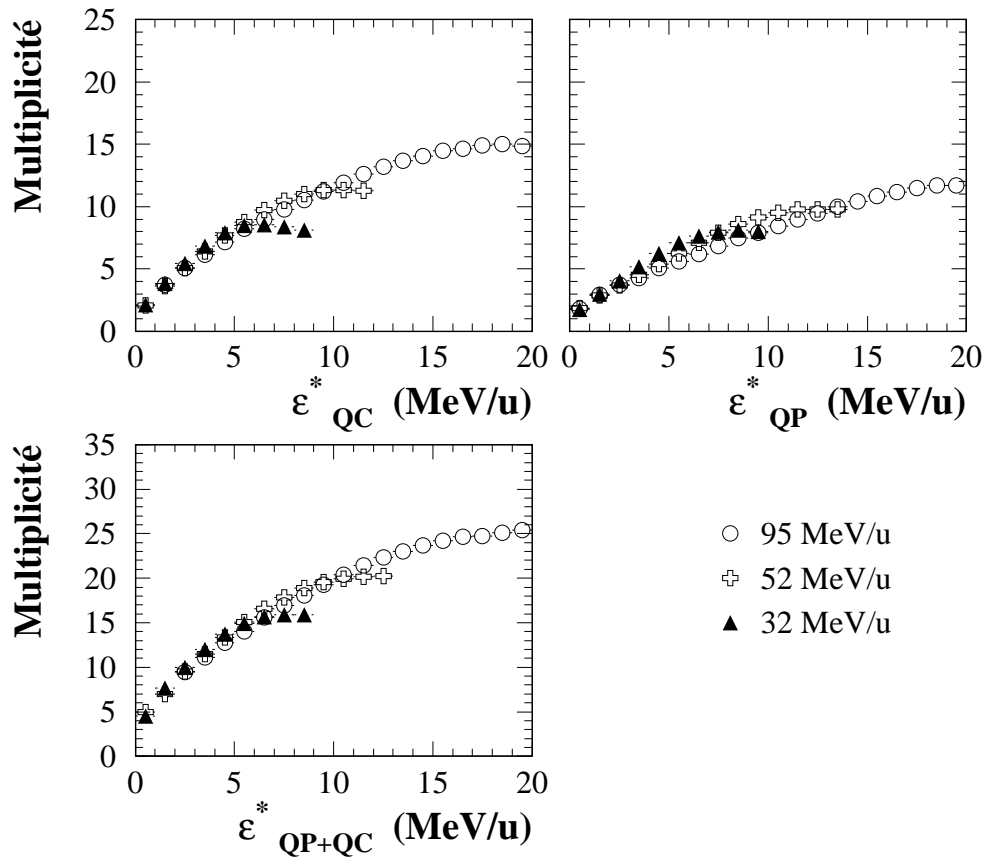


FIG. 5.10 – Variation de la multiplicité moyenne de produits chargés en fonction de l'énergie déposée dans la quasi-cible, le quasi-projectile et le système total. Les largeurs des distributions ne sont pas représentées.

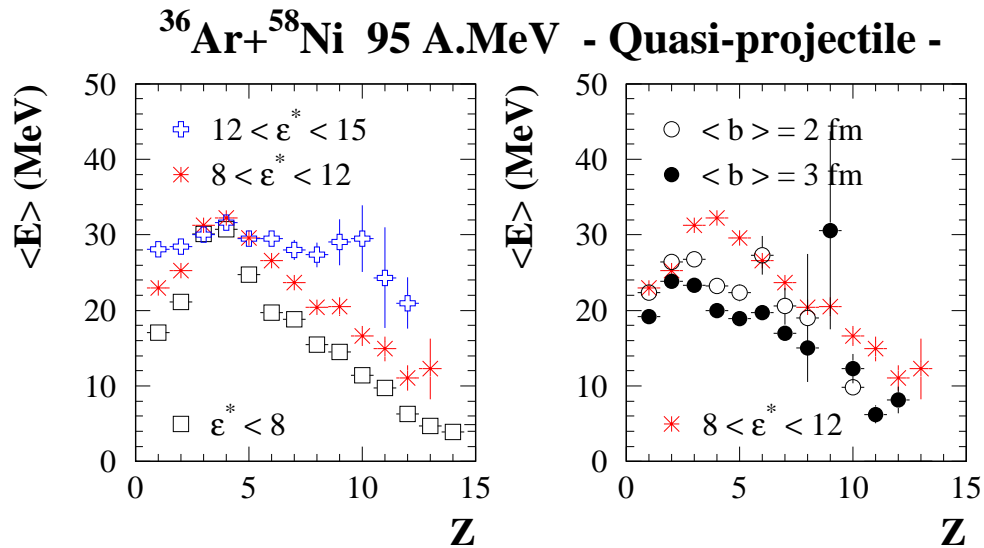


FIG. 5.11 – Energies moyennes en fonction du numéro atomique pour 3 tranches en énergies d'excitation du quasi-projectile (à gauche). Comparaison avec un calcul séquentiel pour 2 domaines en paramètre d'impact (à droite).

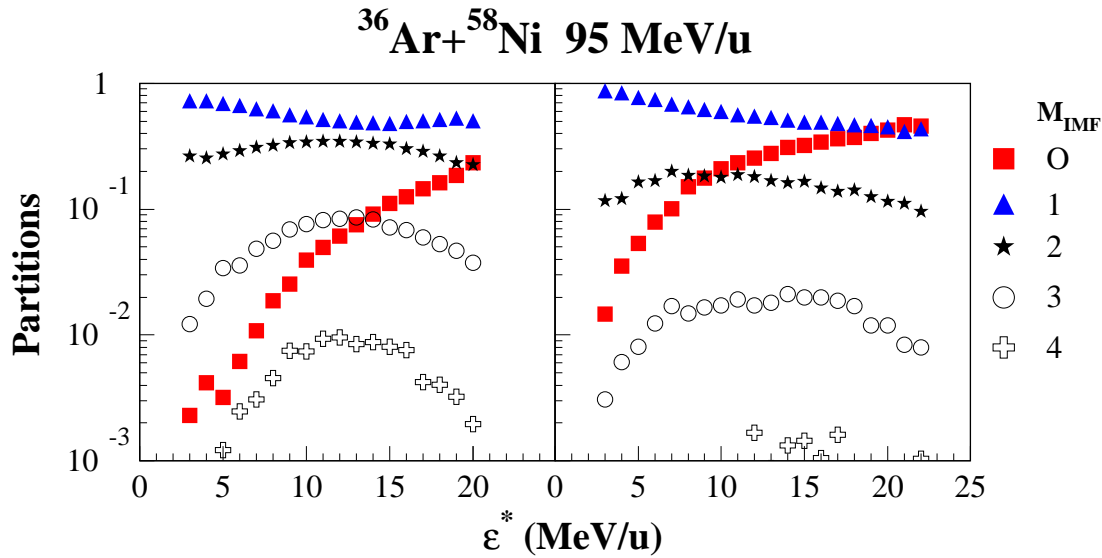


FIG. 5.12 – Evolution de la probabilité d’observer un nombre M_{IMF} de fragments dans la quasi-cible (à gauche) ou dans le quasi-projectile (à droite) en fonction de l’énergie d’excitation par nucléon. Une statistique minimale de 1000 événements, dans chaque tranche en énergie d’excitation, est requise pour le calcul des partitions.

de simulations plus adaptées. Ce type d’analyses a été mené par Jeong et al. sur la désexcitation du quasi-projectile dans la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ entre 55 et 95 MeV/u. Les auteurs concluent à l’existence d’un mouvement collectif compris entre 1 et 2 MeV/u selon l’énergie d’excitation mise en jeu entre 8-10 MeV/u [89]. Devant la difficulté de reproduire à la fois la distribution de charge expérimentale et les énergies moyennes des fragments, nous ne pouvons conclure sur ce point.

5.3 Modes de décroissance

5.3.1 Partitions du projectile et de la cible

Si la multiplicité moyenne de fragments dans chacune des sources est faible, les distributions obtenues sont relativement larges. En effet, des événements, où l’un des noyaux a donné naissance à 3 fragments, sont observées avec une probabilité non négligeable ($> 1\%$) comme l’indique la figure 5.12. La hiérarchie des partitions, en fonction du nombre croissant de fragments, est respectée quelle que soit l’énergie mise en jeu dans le noyau. La partition la plus probable est celle donnant lieu à un résidu dans la voie finale. La proportion des événements, contenant 1 IMF, diminue avec l’énergie d’excitation au profit de ceux où le noyau se désintègre en particules légères. La probabilité d’observer cette *vaporisation* croît rapidement avec l’énergie d’excitation. Elle devient ainsi un mode de décroissance dominant du QP aux grandes énergies d’excitation. Par ailleurs, le seuil de *vaporisation* expérimental de la QC est estimé autour de 4 MeV/A. Des valeurs inférieures semblent être observées pour le QP du fait que les différents produits émis ont des énergies au-dessus des seuils de détection

d'*INDRA*. Les valeurs minimales du bilan des masses, pour la *vaporisation*, sont obtenues pour une émission sous forme de particules α . Nous trouvons, dans ce cas, des valeurs de 1.4 MeV/A pour l'argon et 1.9 MeV/A pour le nickel. En prenant une formule de goutte liquide pour le calcul de l'énergie coulombienne des particules, on a : $E_c = a_c Z^2/A^{1/3}$ avec $a_c = 0.7$ MeV. Nous en déduisons un seuil de *vaporisation* de 3.3 MeV/A pour le projectile et de 4.3 MeV/A pour la cible. Cette dernière valeur est voisine du seuil expérimental observé sur la figure 5.12. Quant au QP, le seuil expérimental, extrapolé vers les basses énergies d'excitation, est situé autour de 2-3 MeV/A. Le dispositif expérimental semble donc bien adapté à la détection de ces événements.

5.3.2 Partitions du système

Un diagramme analogue à celui présenté pour le QP et la QC est réalisé pour le système quasi-complet (cf. fig. 5.13). Comme nous l'avions noté sur la figure 3.7 (p. 62), les partitions des fragments évoluent peu avec l'énergie de bombardement, à l'exception notable des événements contenant un ou aucun *IMF*, conséquence d'une diminution de la taille des fragments avec l'énergie déposée. Comme l'ont révélé les figures précédentes, le paramètre qui gouverne l'évolution des partitions de fragment est l'énergie d'excitation. Nous mettons en évidence, à 52 MeV/u, un seuil de production de ces événements de *vaporisation*, compris entre 8 et 9 MeV/A, qui est en bon accord avec les analyses de M.F. Rivet et al. [90], utilisant une méthode de reconstruction des sources d'émission indépendante de l'*arbre minimum*. Ce seuil est confirmé par les données à 74 et 95 MeV/u, qui montrent une évolution continue du taux de production de ces événements avec l'énergie d'excitation qui gouverne l'évolution des modes de décroissance des noyaux chauds, comme le prédisent les modèles statistiques. Les partitions, associées à un résidu d'évaporation, le partenaire s'étant désintégré en particules légères chargées, suit une variation corrélée aux événements de *vaporisation*. Au-dessus de 10 MeV/A, la proportion de ces événements croît de manière plus lente, marquant ainsi l'ouverture de la voie de la *vaporisation* complète. Cette évolution montre bien le caractère binaire des événements de *vaporisation* qui s'inscrivent dans la continuité des modes donnant lieu à un ou deux fragment(s) dans la voie finale. Enfin, les partitions du système complet peuvent se déduire des partitions observées dans chacune des sources. En effet, il est aisé de le vérifier sur les partitions les plus simples. La probabilité d'obtenir un événement de *vaporisation*, à un énergie d'excitation fixée, est donnée simplement par le produit des probabilités d'observer la *vaporisation* du quasi-projectile et de la quasi-cible au voisinage de la même énergie d'excitation. Les partitions de chaque noyau sont donc indépendantes de celles du partenaire, autrement dit, il n'y a pas de corrélations entre ce qu'il advient des deux noyaux après leur séparation.

Ce diagramme apporte également des informations concernant la production de fragments en étudiant les partitions associées à la *multifragmentation* (3 *IMF* et plus). A basse énergie d'excitation, entre 32 et 74 MeV/u, alors que la proportion des événements conduisant à des résidus d'évaporation diminue, les partitions à grandes multiplicités de fragments augmentent rapidement entre 0 et 8 MeV/A. Autour de

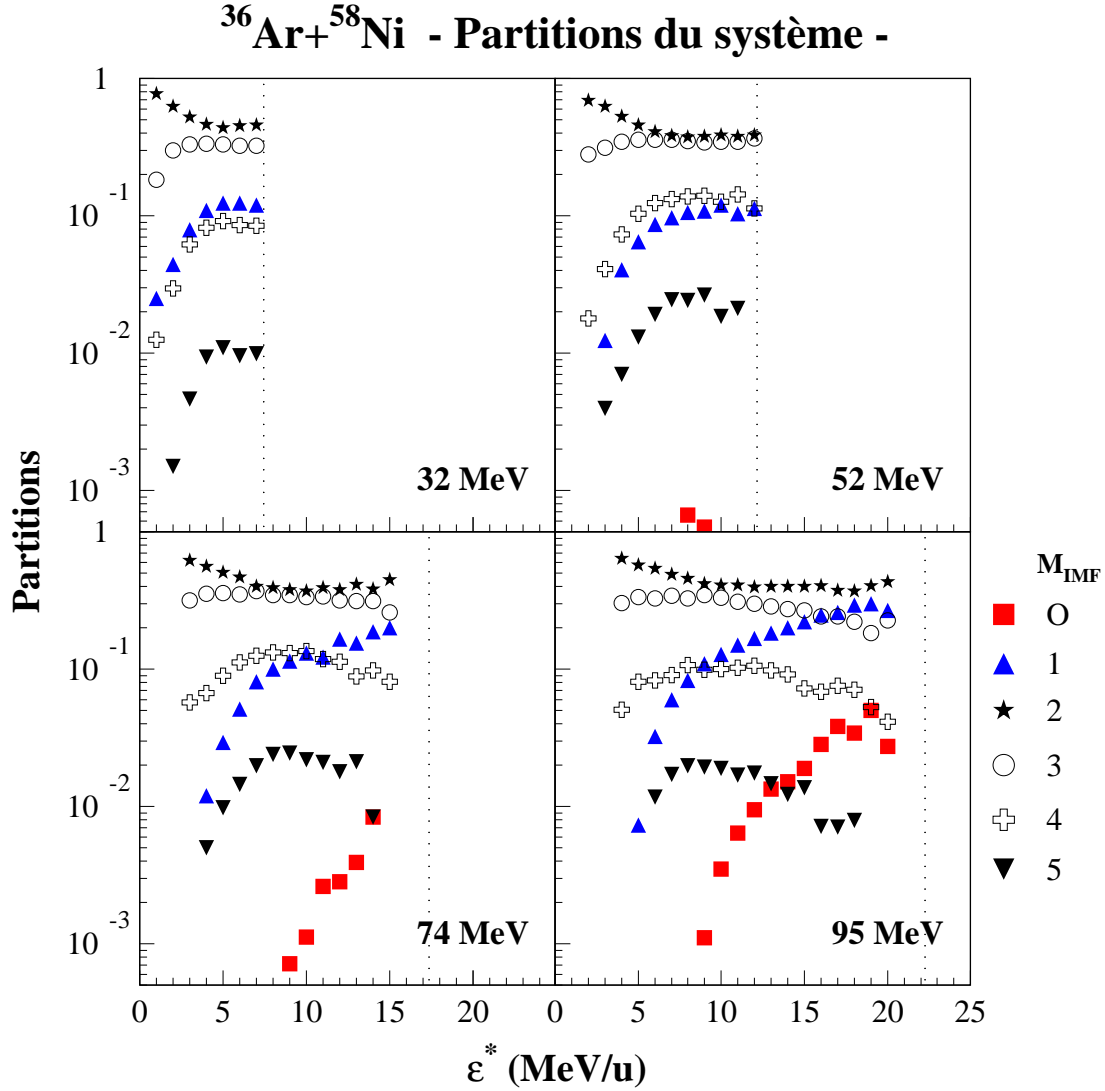


FIG. 5.13 – Evolution des partitions du système en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon pour différentes énergies incidentes. Les lignes en pointillé représente l'énergie disponible dans le Centre de Masse de la réaction.

10 MeV/A, ces partitions saturent, correspondant à un régime de *multifragmentation* du système, représentant au plus 40% des événements. Aux grandes énergies incidentes, entre 74 et 95 MeV/u, s'amorce une chute progressive de ces partitions, entre 10 et 15 MeV/A, alors que la voie de la *vaporisation* est ouverte. La tendance observée à basse énergie d'excitation, montrant l'augmentation des probabilités de *multifragmentation*, confirme les résultats du groupe de Moretto et al. [12, 91] concernant les réactions induites par un faisceau de La sur diverses cibles, entre 35 et 55 MeV/u, obtenus dans le cadre d'un modèle de fusion incomplète. Les données ne mettent pas en évidence de seuils de production pour ces événements à plusieurs fragments, à basse énergie d'excitation, tels que les prédisent les modèles de *multifragmentation* statistique [16, 17]. Elles suggèrent plutôt une évolution continue du mécanisme de production avec l'énergie déposée. Ces mesures présentent néanmoins certaines analogies avec les prédictions du modèle de Gross [17] sur la fragmentation d'un noyau d'Au [92]. Bien que nous n'observions pas de transition brutale entre les différents régimes annoncés par ce modèle, nous mettons bien en évidence le plateau autour de 10 MeV/A dans la production de fragments, ainsi que la diminution des partitions au-delà de cette valeur, provoquée par l'apparition du régime de *vaporisation* du système. Enfin, des calculs d'émissions séquentielles prévoient également une augmentation des partitions à plusieurs fragments, entre 3 et 6 MeV/A [7]. Il serait intéressant d'étendre ce type de calcul au-delà de 8 MeV/A, de tester leurs limites de validité aux grandes énergies d'excitation, où il serait nécessaire de les comparer aux prédictions des calculs statistiques de fragmentation simultanée plus adaptés aux échelles de temps qui interviennent dans ces mécanismes de production.

5.4 Détermination de la température

5.4.1 Généralités

Un obstacle à la description d'un système nucléaire réside dans le petit nombre de nucléons en interaction qui le compose, conduisant à des fluctuations importantes de certaines grandeurs thermodynamiques comme la température par exemple. La description microcanonique paraît la plus adaptée au cas nucléaire, sachant que nous avons affaire à des systèmes isolés. Dans ce cadre, la température (T) du système à l'équilibre est définie à l'aide de la relation :

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E^*} \quad (5.2)$$

où S est l'entropie statistique reliée au logarithme du nombre d'états accessibles au système et E^* son énergie d'excitation. Typiquement, des fluctuations de T , de 10 à 20%, sont attendues dans les systèmes légers ($A \leq 100$) [93].

Par ailleurs, la température du noyau chaud primaire varie durant le processus de désexcitation qui peut être considéré comme une succession d'états instables. Aussi se pose-t-il le problème de déterminer sa température à partir des caractéristiques des produits détectés dans la voie finale, sans connaître les détails de la cascade de

désexcitation. Pour ce faire, différentes approches sont utilisées. A basse énergie d'excitation ($\varepsilon^* < 6$ MeV/A), la première méthode consiste à étudier les pentes des spectres en énergie des particules évaporées [94]. La théorie statistique prédit que ces distributions suivent une forme de type Maxwell-Boltzmann :

$$P(E) = K \mathcal{F}(E - B) \exp \left[-\frac{E - B}{T} \right] \quad (5.3)$$

où K est un facteur de normalisation, B la barrière coulombienne de la particule émise et $\mathcal{F}(E)$ un préfacteur qui gouverne la forme de spectre à basse énergie. Dans le cas d'une émission de volume (processus de fragmentation), il est de la forme \sqrt{E} , alors que dans le cas d'une émission de surface (évaporation), il est proportionnel à E [95].

Pour des noyaux légers très excités ($\varepsilon^* > 10$ MeV/A), des effets de recul importants rendent le lissage des spectres en énergie difficile. Les émissions de prééquilibre ou encore les mouvement collectifs d'expansion contribuent également aux grandes valeurs de températures apparentes, extraites des pentes de spectres, qui diffèrent selon le type de particules émises (p, d, t, ^3He , ^4He , Li). En outre, ces températures croissent, de façon régulière, avec l'énergie de bombardement, sans montrer de signe de saturation. Aussi est-il nécessaire de rechercher d'autres méthodes pour déterminer la température des noyaux chauds dans le domaine des énergies de Fermi.

Une alternative consiste à étudier les populations relatives des états excités de noyaux légers, décroissant par émission de particules légères (ex : $^5\text{Li}^* \rightarrow \text{p} + \alpha$). Ces rapports sont obtenus à partir des fonctions de corrélation de particules qui mettent en évidence les résonances associées aux états excités recherchés [96]. Cette méthode présente l'avantage d'être peu sensible aux effets dynamiques et aux mouvements collectifs des noyaux chauds. Les températures obtenues avec ces rapports de population varient entre 3 et 5 MeV. Soulignons que des études ont montré que, dans le cadre de l'évaporation d'un noyau composé [97], cette méthode conduit à des résultats similaires aux températures tirées des pentes des spectres en énergie. Cependant, dans le régime de fragmentation, la méthode des rapports de population des états excités fournit des valeurs de températures inférieures à ces dernières, en accord avec les prédictions des modèles de *multifragmentation* statistique [15, 16]. Néanmoins, à grande énergie d'excitation, interviennent des effets de « *side-feeding* » qui entraînent une saturation $\sim 4 - 5$ MeV des températures données par ces rapports. En effet, l'alimentation des niveaux élevés, qui décroissent, à leur tour, par émission de particules, ou encore par émission de γ vers des états de basses énergies, modifie le peuplement des niveaux excités considérés précédemment. Les noyaux, qui présentent des niveaux excités élevés (ex : $^5\text{Li}^*$ à 16.66 MeV), sont moins affectés par ces effets et permettent d'extraire des températures ~ 6 MeV environ [98].

Il y a une dizaine d'années, une troisième méthode a été proposée par Albergo et al. [29] qui, moyennant certaines hypothèses sur le système au moment de l'émission des fragments, montre un lien entre la température et les rapports de production des isotopes de particules légères et de fragments. Cette technique, que nous nous proposons de développer plus en détails, a été employée par Pochodzalla et al. dans le cadre de la « courbe calorique » [25]. Il convient de souligner que la température, mesurée avec ces rapports, diffère des températures précédentes dans la mesure où elle

Isotopes	s	B (en MeV)	Doubles rapports	b (en MeV)	a
p	1/2	0.0	p,d- ³ He, ⁴ He	18.35	5.55
d	1	2.224	d,t- ³ He, ⁴ He	14.32	1.59
t	1/2	8.481	³ He, ⁴ He- ⁶ Li, ⁷ Li	13.33	2.18
³ He	1/2	7.718	p,d- ⁶ Li, ⁷ Li	5.03	2.53
⁴ He	0	28.295	d,t- ⁶ Li, ⁷ Li	0.99	0.73
⁶ Li	1	31.994	p,d-d,t	4.04	3.46
⁷ Li	3/2	39.244			

TAB. 5.1 – *A gauche : Spin de l'état fondamental de différents isotopes légers [99] et leurs énergies de liaison [54]. A droite : Valeurs des paramètres de la relation 5.4.2 pour différents doubles rapports sélectionnés.*

se réfère à un système, à basse densité, qui s'est déjà refroidi au cours de la phase d'expansion où il atteint une densité dite de « *freeze-out* ».

5.4.2 Méthode des rapports isotopiques

Le modèle d'Albergo et al. s'intéresse aux propriétés d'un gaz de nucléons (p,n) et de fragments (A,Z), à l'équilibre thermique (T) et chimique (μ), dans un certain volume dit de « *freeze-out* ». Le système est supposé suffisamment dilué ($\rho < \rho_0/2$) afin de négliger les interactions entre particules d'une part, et le caractère quantique (bosons, fermions) de ces dernières d'autre part. L'équilibre chimique dans le système impose que le potentiel chimique de chaque espèce (A,Z) composant le gaz s'exprime en fonction des potentiels chimiques des nucléons libres (μ_p, μ_n) :

$$\mu(A,Z) = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n + B(A,Z) \quad (5.4)$$

où B est l'énergie de liaison du fragment considéré. En utilisant le formalisme grand canonique, on peut calculer la densité moyenne de fragments (A,Z) qui se compose d'un produit des fonctions de partitions des nucléons libres, de la fonction de partition interne de la particule $\omega(A,Z,T)$, pondéré par le facteur de Boltzmann $\exp(-B/T)$. La fonction de partition interne prend en compte les niveaux excités (énergie E_i , degré de dégénérescence s_i) de la particule :

$$\omega(A,Z,T) = \sum_i (2s_i + 1) \exp[-E_i/T] \quad (5.5)$$

Comme dans l'article original, Albergo et al. ne s'intéressaient qu'aux isotopes de H et He, la fonction de partition 5.4.2 se réduit alors au facteur de dégénérescence de l'état fondamental de la particule. Cette approximation n'est plus vérifiée, en toute rigueur, en appliquant ce modèle aux isotopes des fragments légers (Li, Be) où l'ensemble des niveaux excités, décroissant sur l'état fondamental par émission γ , doit être considéré [100]. Cependant, d'un point de vue pratique, cette approximation permet d'obtenir une expression où la température apparaît explicitement. En choisissant un couple d'isotopes ne différant que de 1 neutron (ou 1 proton), nous pouvons exprimer, dans un premier temps, la densité de neutrons (ou de protons) libres en fonction du

rapport des taux de production Y des isotopes dans la voie finale et de la température T du système [29] :

$$\rho_n \sim T^{3/2} \left[\frac{A}{A+1} \right]^{3/2} \frac{\omega(A,Z)}{\omega(A+1,Z)} \exp \left[\frac{B(A,Z) - B(A+1,Z)}{T} \right] \frac{Y(A,Z)}{Y(A+1,Z)} \quad (5.6)$$

Plusieurs rapports sont accessibles expérimentalement avec une statistique importante dont les principaux sont : p/d, d/t, $^4\text{He}/^3\text{He}$, $^6\text{Li}/^7\text{Li}$, en se limitant aux éléments de charge $Z \leq 3$. En recourant à un deuxième rapport, nous pouvons extraire la température qui s'exprime alors sous la forme :

$$T = \frac{b}{\ln(aR)} \quad \text{où} \quad R = \frac{Y(A_1, Z_1)}{Y(A_1+1, Z_1)} \frac{Y(A_2+1, Z_2)}{Y(A_2, Z_2)} \quad (5.7)$$

avec :

$$b = [B(A_1, Z_1) - B(A_1+1, Z_1)] - [B(A_2, Z_2) - B(A_2+1, Z_2)] \quad (5.8)$$

$$a = \left[\frac{A_2}{A_2+1} \right]^{3/2} \frac{\omega(A_2, Z_2)}{\omega(A_2+1, Z_2)} \left[\frac{A_1+1}{A_1} \right]^{3/2} \frac{\omega(A_1+1, Z_1)}{\omega(A_1, Z_1)} \quad (5.9)$$

Connaissant les énergies de liaison et le spin de l'état fondamental des différents isotopes, il est aisé de calculer les valeurs des paramètres a et b de la relation 5.4.2 pour les différentes combinaisons de doubles rapports (cf. tableau 5.1). Notons que si le paramètre a , lié aux fonctions de partitions, varie peu en fonction du double rapport choisi, en revanche le paramètre b , lié aux énergies de liaison, est très différent selon que l'on considère, ou non, les isotopes de He dans le double rapport. Pour $R > 4$, figure 5.14, les courbes de températures, prenant en compte des isotopes de He, conduisent à des valeurs voisines comprises entre 4 et 8 MeV, tandis que les autres courbes présentent des valeurs inférieures à 2 MeV, soulignant ainsi le rôle joué par les énergies de liaison dans ces calculs.

Les températures isotopiques varient rapidement dans un intervalle restreint de valeurs de $R \in [1, 4]$. On voit ainsi que, dans ce domaine, une petite erreur sur le double rapport peut conduire à des variations importantes de la température isotopique, plus particulièrement lorsque cette dernière est élevée. De manière générale, l'erreur commise sur la température peut être calculée à partir de l'expression 5.4.2, on tire :

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{T}{b} \frac{\delta R}{R} \quad (5.10)$$

L'erreur relative sur la température est proportionnelle à T . Si, une erreur raisonnable de 10% est admise sur le double rapport $^3\text{He}, ^4\text{He}-^6\text{Li}, ^7\text{Li}$, par exemple, l'incertitude sur la température sera alors de 4% à 5 MeV et de 9% à 12 MeV.

Suivant les suggestions de Campi et al. [100], nous avons évalué l'influence des niveaux excités des isotopes du Li sur le paramètre a . En effet, les noyaux ^6Li et ^7Li possèdent chacun un niveau excité, respectivement à 3.56 MeV ($s = 0$) et à 0.48 MeV ($s = 1/2$), qui décroît par émission γ , que nous avons inclus dans le calcul de la fonction de partition 5.4.2. La température T_{corr} , intervenant dans les deux membres de la relation 5.4.2, est alors obtenue par itérations successives. Cette quantité est

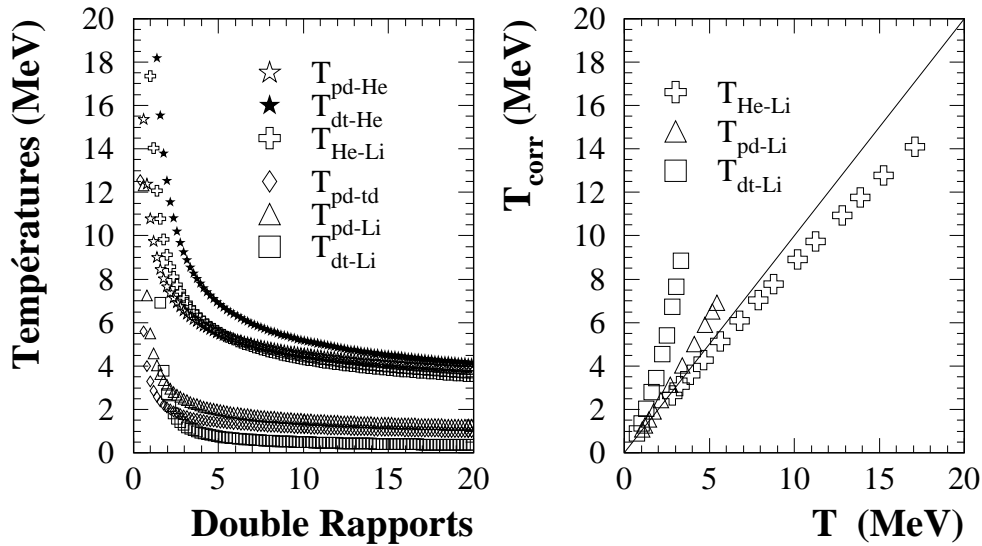


FIG. 5.14 – A gauche : Evolution des différentes températures isotopiques en fonction d'un double rapport arbitraire. A droite : Effet des états excités des isotopes ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$ sur la détermination des températures isotopiques.

ensuite comparée à la valeur initiale où seul l'état fondamental de ces noyaux est pris en compte (cf. fig. 5.14). Avec cette hypothèse, nous surestimons ainsi de plus de 10%, au-delà de 10 MeV, la température déduite des rapports ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ - ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, et inversement nous sous-estimons, sur un intervalle de valeurs de R limité, les températures obtenues avec les rapports p , d - ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et d , t - ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. Dans la suite de l'analyse, nous garderons toutefois l'approximation d'Albergo et al. pour le calcul des températures isotopiques où interviennent les isotopes du Li , tout en gardant à l'esprit les effets des niveaux excités sur les grandes valeurs de température.

La méthode des rapports isotopiques a été utilisée récemment, par Pochodzalla et al., dans l'analyse de la réaction $\text{Au}+\text{Au}$ à 600 A.MeV avec le détecteur *ALADIN* [25]. Les auteurs ont mis en évidence une saturation autour 5 MeV de la température du projectile spectateur en fonction de l'énergie d'excitation, suivie d'une remontée de la température au-delà de 10 MeV/A (voir fig. 5.15). Cette courbe calorique présente un bon accord avec les prédictions du modèle de *multifragmentation* statistique de Bondorf et al. [15, 16]. Le plateau, observé entre 4 et 10 MeV/A d'énergie d'excitation, est interprété comme le signal d'une transition de phase du premier ordre de type liquide-gaz. Cependant, cette interprétation est discutée au regard du choix des isotopes [100], de l'importance des effets de « *side-feeding* » [98] et de la variation de la taille du noyau qui fragmente dans les données d'*ALADIN* [101, 102]. Nous avons appliqué la méthode d'Albergo et al. à l'étude de la désexcitation du quasi-projectile formé dans les collisions ${}^{36}\text{Ar}$ sur ${}^{58}\text{Ni}$, entre 52 et 95 MeV/u. Un large domaine en énergie d'excitation est couvert avec ce système, comparable à celui proposé dans le cadre de la courbe calorique.

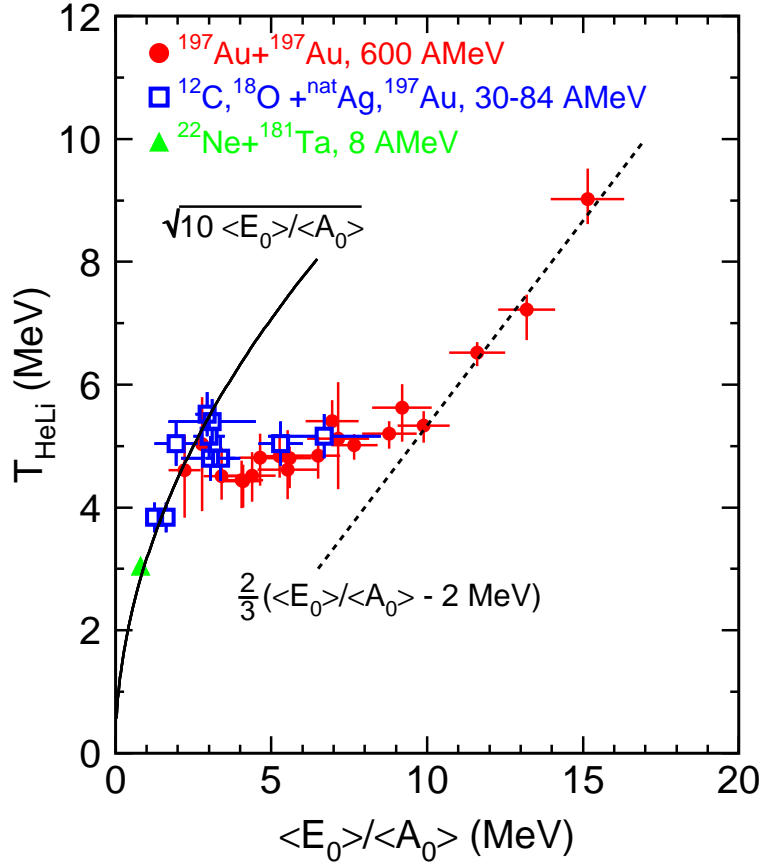


FIG. 5.15 – La Courbe Calorique

Les ronds pleins représentent les données d'ALADIN. Les énergies d'excitation par nucléon sont obtenues par calorimétrie. La température est calculée à partir de la relation 5.4.2 et des rapports ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ - ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. Un facteur correctif de 20% a été appliqué sur la température $T_{\text{He-Li}}$ ($b = 16 \text{ MeV}$) pour tenir compte des émissions secondaires de ${}^4\text{He}$. La ligne pleine donne la variation de la température attendue dans le cadre d'un gaz de Fermi avec un paramètre de densité de niveaux de $A/10$. De manière opposée, la ligne en tiret, de pente $2/3$, indique la variation attendue pour un gaz de nucléons libres. Le décalage de 2 MeV est interprété comme un signal d'une densité de « freeze-out » dans la fragmentation du système (d'après [25]).

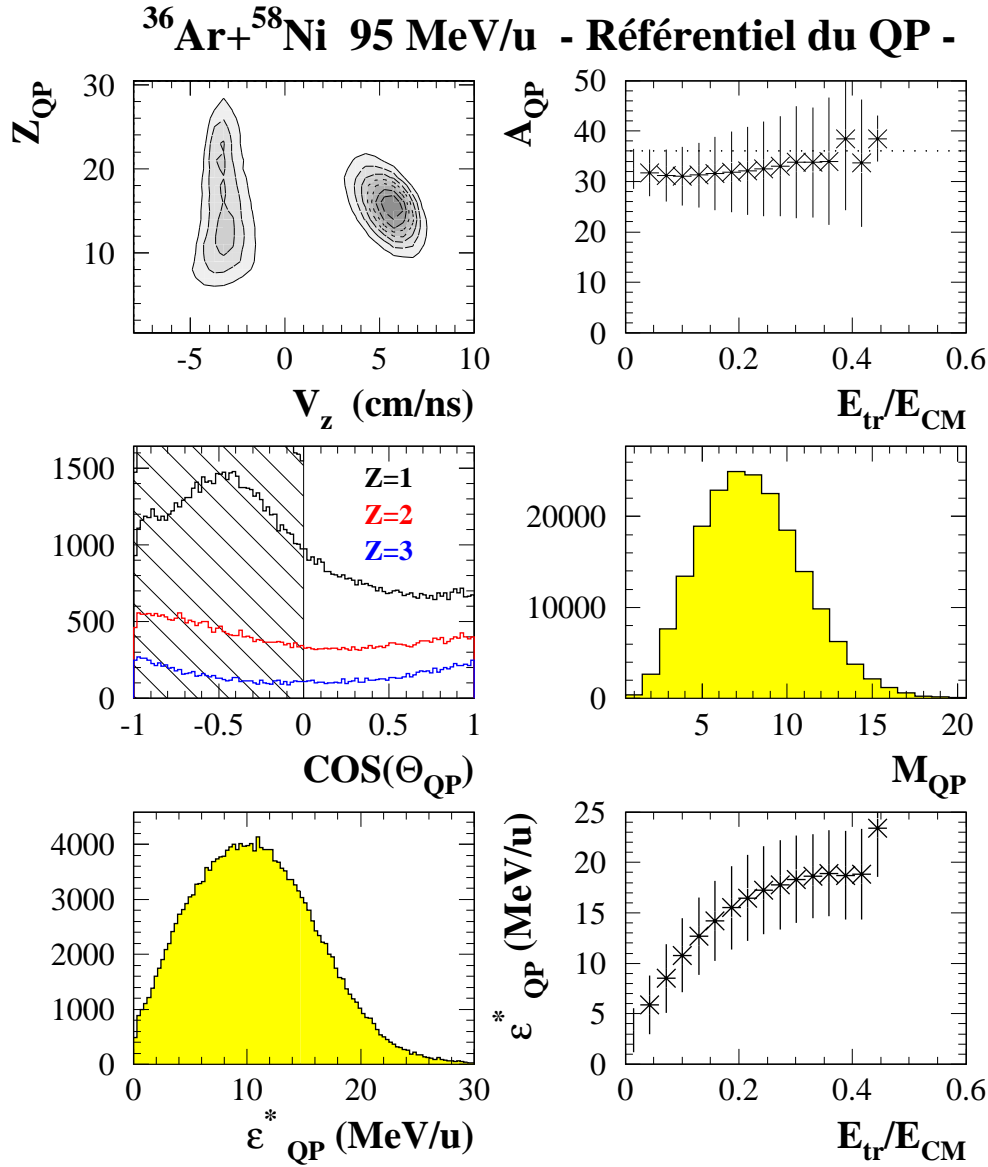


FIG. 5.16 – En haut : a) Diagramme charge-vitesse parallèle des sources reconstruites; b) évolution du nombre de masse moyen du QP avec l'énergie transverse. Au milieu : c) Distributions angulaires des particules; d) Distribution de multiplicités. En bas : e) Distributions d'énergie d'excitation par nucléon; f) évolution des valeurs moyennes avec l'énergie transverse.

5.4.3 Etude du quasi-projectile

La sélection des événements complets conduit à une restriction du domaine d'étude en paramètre d'impact. Pour élargir le champ d'investigations aux collisions périphériques, il est nécessaire de diminuer la contrainte sur la charge totale détectée. Aussi avons-nous sélectionné une classe d'événements plus générale en imposant qu'au moins 60% de l'impulsion du faisceau incident soit collectée, condition qui assure que la charge détectée soit au moins égale à celle du projectile ($Z = 18$) (cf. figure 3.5). En outre, de manière à reconstruire sans ambiguïté le quasi-projectile avec la méthode de l'*arbre minimum*, nous exigeons également la présence d'au moins un fragment dans l'hémisphère arrière afin de faire apparaître un *lien inconsistant* évident.

Dans la suite de l'analyse, nous nous intéresserons exclusivement aux propriétés du quasi-projectile. La figure 5.16 résume quelques unes des caractéristiques de ce dernier. En premier lieu, la taille moyenne du QP reconstruit reste relativement constante ($\langle A \rangle \sim 32$) sur un large domaine de paramètres d'impact. De larges fluctuations autour de cette valeur moyenne interviennent dans les collisions centrales. L'énergie d'excitation du QP est obtenue par calorimétrie à partir des caractéristiques des produits de désexcitation (§ 4.4). La prise en compte des événements venant des collisions plus périphériques conduit à une diminution de l'énergie d'excitation moyenne autour de 10 MeV/A. Cependant, la condition imposée pour la reconstruction élimine une partie des collisions les plus périphériques de cette analyse responsable de la statistique manquante à basse énergie d'excitation. Nous observons une variation continue de l'énergie d'excitation par nucléon du QP avec la centralité de la collision de 3 à 19 MeV/A (cf. fig. 5.16.f), où intervient un effet de saturation, que nous avons déjà rencontré dans l'étude des événements complets. Enfin, pour s'affranchir du problème lié au recouvrement des *sphères d'émission* du QP et de la QC, tel qu'il apparaît au niveau des distributions angulaires des particules $Z = 1$ (cf. fig. 5.16.c), nous n'avons considéré que les particules émises dans l'hémisphère avant du QP ($\Theta_{qp} < 90^\circ$) dans les calculs des rapports isotopiques (voir fig. 5.5). De cette manière, ces derniers sont moins sensibles aux émissions dynamiques de mi-rapidité. Enfin, les distributions angulaires des particules de charge $Z \geq 2$ sont compatibles avec une source qui émet de façon isotrope dans son référentiel, marquées par une légère déplétion autour de 90° , interprétée comme un effet de moment angulaire.

Evolution des rapports isotopiques

Deux méthodes ont été employées pour caractériser l'évolution des rapports isotopiques dans la voie finale. Dans la première, nous avons considéré un tri en paramètre d'impact, constitué de plusieurs tranches en énergie transverse. Pour chaque tranche, sont calculées les énergies d'excitation et les multiplicités moyennes des différents isotopes étudiés (p, d, t, ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li). Dans la seconde, nous avons opté pour un tri en énergie d'excitation. L'intérêt de ces approches est d'estimer ainsi l'influence des fluctuations dans la distribution en énergie d'excitation sur les valeurs moyennes obtenues.

A basse énergie d'excitation (cf. fig. 5.17), les multiplicités de particules légères chargées (M_{PLC}) sont gouvernées par l'abondance des p et ^4He . Au-dessus de 10 MeV/A,

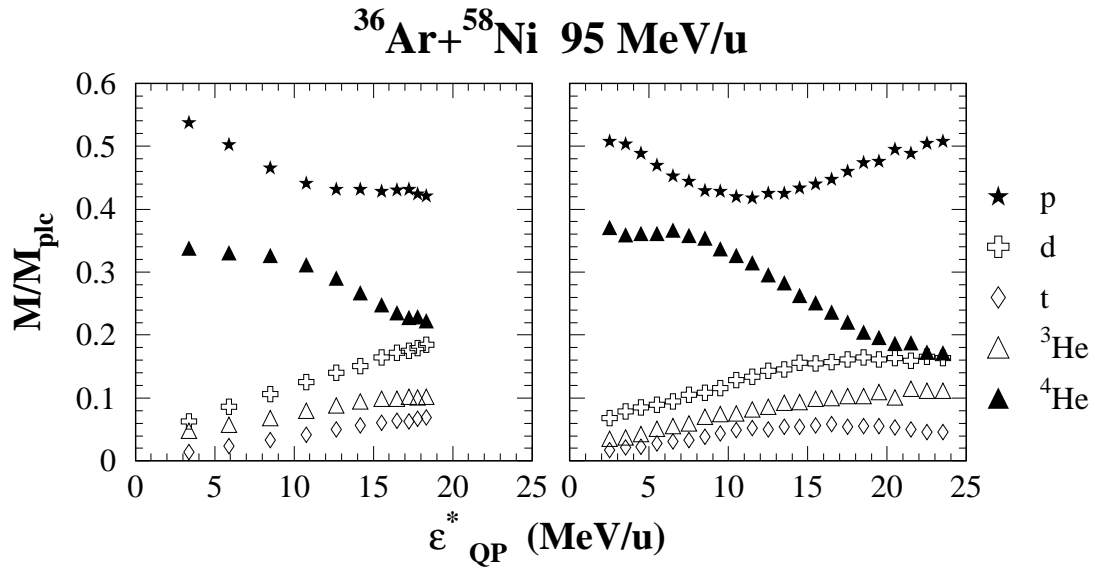


FIG. 5.17 – Evolution des multiplicités moyennes des principaux isotopes de H et He en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon du QP. Les symboles correspondent à des valeurs moyennes obtenues pour différentes tranches en énergie transverse (à gauche) ou en énergie d'excitation (à droite).

la multiplicité moyenne de ^4He diminue au profit des isotopes plus légers (p, d, ^3He), marquant ainsi l'évolution du système vers la *vaporisation*. Une part importante ($\sim 75\%$) de l'énergie d'excitation du QP est alors emportée sous forme d'énergie cinétique par les neutrons et les particules légères (cf. fig. 4.25). Les mêmes tendances sont observées quel que soit le mode de tri envisagé. Le rapport $^4\text{He}/^3\text{He}$ diminue ainsi régulièrement avec l'énergie d'excitation pour atteindre une valeur voisine de 2 autour de 15 MeV/A (cf. fig. 5.18). Les autres rapports p/d et d/t diminuent également conduisant à une valeur proche de 3. Quant au rapport $^6\text{Li}/^7\text{Li}$, il reste pratiquement constant (~ 1) sur tout le domaine en paramètre d'impact. La faible sensibilité de ce rapport a été observée à plus haute énergie de bombardement [103].

Notons que la hiérarchie des isotopes légers ($Z = 1$, $Z = 2$), observée dans la désexcitation du QP, est similaire à celle vue dans les événements de *vaporisation* [104] qui proviennent majoritairement de collisions binaires [90]. Pour cette classe d'événements particulière, des comparaisons avec des modèles statistiques ont montré qu'un équilibre thermique est atteint dans ces noyaux très excités [104], ce qui nous donne confiance dans la possibilité d'atteindre des températures élevées dans le quasi-projectile.

Températures isotopiques

En considérant les rapports précédents, il est possible d'obtenir plusieurs températures isotopiques représentées sur la figure 5.19. Comme l'examen des paramètres de la relation 5.4.2 nous l'avait suggéré, une hiérarchie des températures est obtenue en fonction des rapports utilisés. En effet, les températures, où interviennent le rapport $^4\text{He}/^3\text{He}$, sont en moyenne plus élevées, en raison du terme dépendant des énergies de liaison

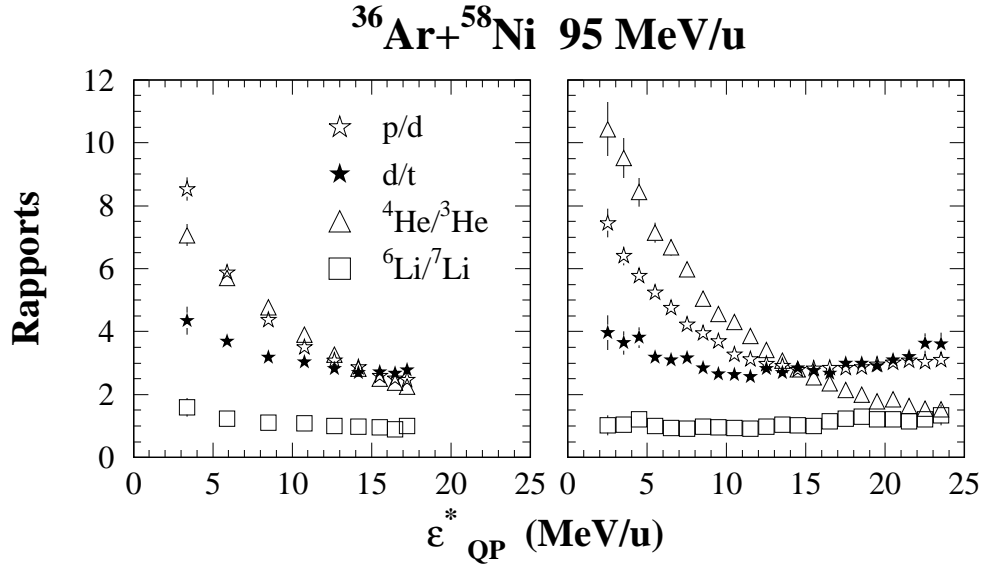


FIG. 5.18 – Evolution des rapports isotopiques en fonction de l'énergie d'excitation (tri en énergie transverse à gauche et en énergie d'excitation à droite).

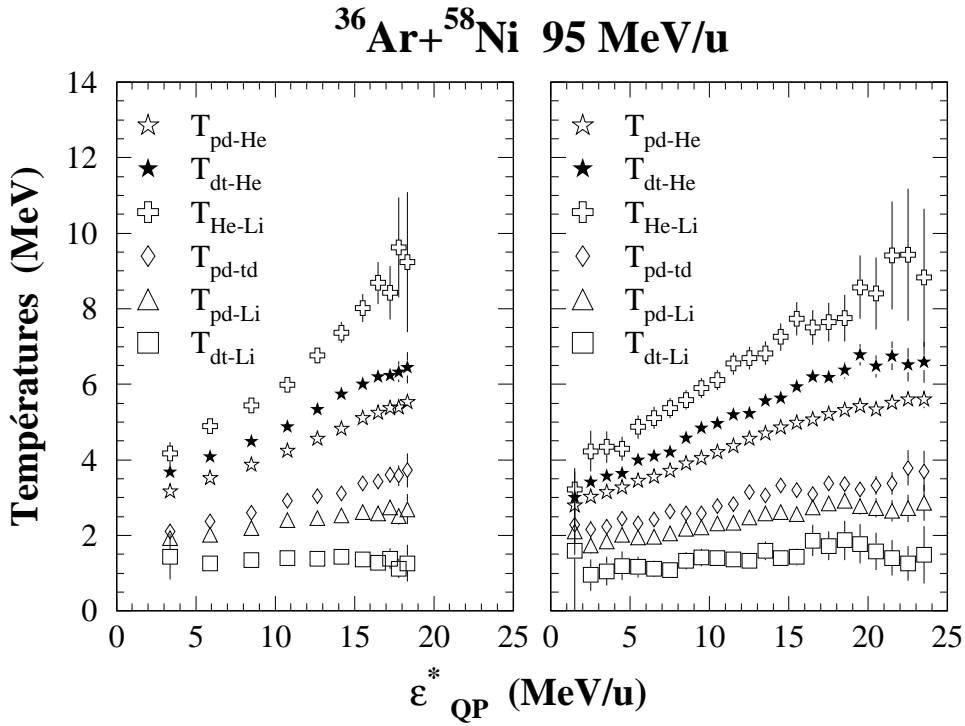


FIG. 5.19 – Corrélations entre les températures déduites des rapports isotopiques et l'énergie d'excitation (tri en énergie transverse à gauche et en énergie d'excitation à droite).

(b), et présentent un domaine de variation plus large que celles obtenues avec d'autres rapports, ce qui est un gage de la sensibilité du thermomètre utilisé. De ce point de vue, les différents doubles rapports ne sont pas équivalents. En effet, il est nécessaire que le domaine de variation de R soit compatible avec un intervalle où la courbure des fonctionnelles de la figure 5.14 est importante. Cette condition est notamment réalisée avec la combinaison ${}^3\text{He}, {}^4\text{He}-{}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}$, thermomètre utilisé dans l'analyse des données d'*ALADIN* [25]. Un autre thermomètre intéressant est le double rapport $d, t-{}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ car il permet une comparaison avec les données de *vaporisation* pour lesquelles seuls les rapports isotopiques de H et He peuvent être considérés. En outre, il ne nécessite pas de corrections liées aux faibles niveaux excités. Les disparités entre les valeurs obtenues sont une indication d'effets de « *side-feeding* » importants sur la détermination des températures isotopiques.

Pour évaluer la précision des températures T_{He-Li} et T_{dt-He} , nous avons comparé, à 95 MeV/u, les valeurs moyennes obtenues avec les deux méthodes de tri exposées plus haut (cf. fig. 5.20). Les écarts observés n'excèdent pas 0.5 MeV. Ils sont compatibles avec les barres d'erreur calculées à partir de la relation 5.4.2. Cependant, au-dessus de 15 MeV/A d'énergie d'excitation, apparaît une légère déviation de T_{He-Li} , issue du tri en paramètre d'impact, interprétée comme un effet de la saturation de l'énergie déposée dans le QP dans les collisions centrales. Le tri en énergie d'excitation montre ainsi que la température T_{He-Li} augmente au-delà de 20 MeV/A. Enfin, un bon accord est obtenu, au-dessous de 10 MeV/A, avec les données de 52 MeV/u.

A basse énergie d'excitation ($\varepsilon^* < 3$ MeV/A), les températures isotopiques sont comparables à celles extraites d'un gaz de Fermi (relation), avec un paramètre de densité de niveaux de $A/8$ [1]. Cependant, au-delà de 5 MeV/A, elles s'écartent du régime du gaz de Fermi variant de façon monotone avec l'énergie d'excitation. Cette tendance a été également observée dans les données Au+C à 1 A.GeV en utilisant les rapports $d, t-{}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ [105].

Pour comprendre les différences entre les températures extraites des doubles rapports et la température initiale, qui serait celle du gaz de Fermi dans le cadre d'un modèle de désexcitation statistique [93], il est nécessaire de recourir à un générateur d'événements. Ces calculs ont été menés par Ma et al. [106] avec le code de D. Durand. Les données ont été également comparées avec un modèle de *multifragmentation* simultanée développé par F. Gulminelli. En quelques mots, ce modèle reprend l'approche d'Albergo et al. [29], autrement dit en simulant un gaz de nucléons en équilibre thermique et chimique dans un certain volume [107], à laquelle des améliorations significatives ont été apportées comme la prise en compte de la statistique quantique (fermions/bosons), d'un volume exclus dans l'espace des phases, par analogie avec la théorie de Van der Waals, les particules n'étant plus considérées comme des objets ponctuels, et enfin des niveaux excités des noyaux légers pour quantifier les effets de « *side-feeding* ».

Le calcul séquentiel reproduit globalement les données des températures isotopiques montrant ainsi le rôle des effets de « *side-feeding* » dans les différences de températures observées expérimentalement [106]. Cependant, au-dessus de 15 MeV/A, le calcul simultané semble en meilleur accord avec les températures T_{He-Li} et les pentes de spectres des particules légères extraites des données [106]. Notons que les résultats de

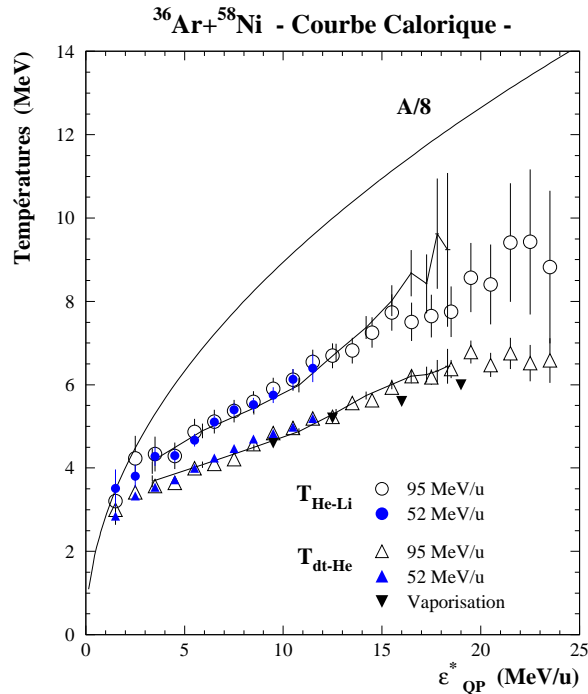


FIG. 5.20 – Comparaison des résultats obtenus à 52 et à 95 MeV/u pour deux couples de rapports isotopiques. Les symboles correspondent à un tri en énergie d'excitation alors que les lignes sont obtenues à partir d'un tri en énergie transverse. Les triangles noirs sont associés aux événements de vaporisation (voir texte). Pour fixer un ordre de grandeur, est représentée la corrélation température-énergie d'excitation attendue pour un gaz de Fermi.

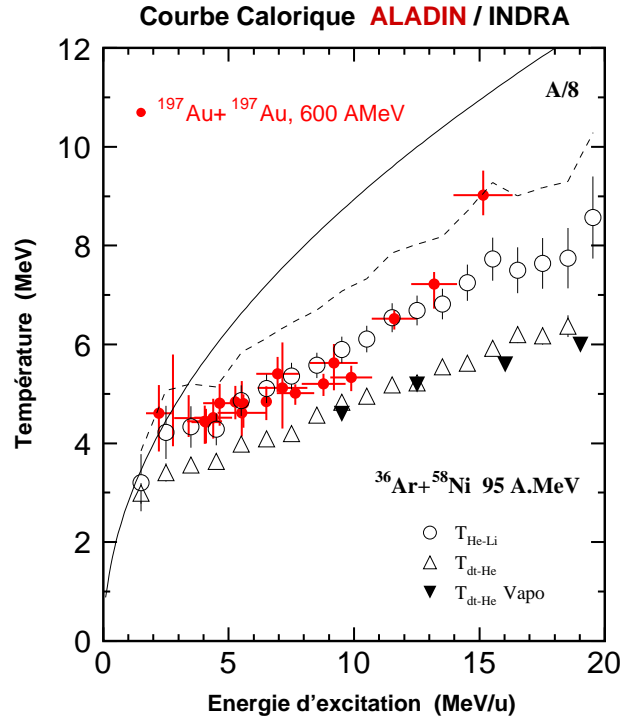


FIG. 5.21 – Comparaison des données d'ALADIN et d'INDRA. La ligne pointillée est obtenue en recalculant la température T_{He-Li} avec le même préfacteur de la référence [25].

la référence [106], très voisins de ceux présentés ici, ont été obtenus avec une autre méthode de reconstruction du QP. Ils suggèrent une évolution continue en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile depuis un régime d'évaporation vers un gaz de nucléons en équilibre thermique et chimique. Les événements de *vaporisation*, observés dans la réaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$, s'inscrivent bien dans le cadre de ce scénario [104], comme l'indique le bon accord entre les températures $T_{dt-\text{He}}$ (cf. fig. 5.20). Les données de *vaporisation* concernant le quasi-projectile sont obtenues par une méthode de reconstruction différente appliquée aux événements complets [90]. Les températures mesurées se situent dans les limites prévues par les calculs Hartree-Fock à température finie [4], soit ~ 10 MeV pour ces noyaux légers. Comme nous ne voyons pas de signe de saturation de la température, nous ne pouvons cependant pas conclure sur une limite de stabilité du quasi-projectile.

Courbe calorique

Le scénario d'une évolution continue est en désaccord avec l'interprétation des auteurs de la courbe calorique qui invoque une transition de phase du premier ordre. Sur la figure 5.21, nous avons reporté les données publiées de la réaction $\text{Au} + \text{Au}$ à 600 A.MeV afin de les comparer avec les données concernant le quasi-projectile dans $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$. La déviation par rapport au gaz de Fermi, que nous observons autour de 3 MeV/A, est compatible avec le plateau mis en évidence dans les données d'*ALADIN* au voisinage de $T \sim 5$ MeV. Cependant, à l'exception du dernier point de la courbe calorique, l'accord entre les données expérimentales est satisfaisant compte tenu des barres d'erreur ~ 0.5 MeV. Aussi sommes-nous conduits à relativiser la remontée de la température que Pochodzalla et al. prétendent observer au-delà de 10 MeV/A. A la différence de nos données, la taille de la source, qui fragmente, n'est pas constante en fonction de l'énergie d'excitation dans les données d'*ALADIN*. Elle varie de $\langle A \rangle \sim 170$ à 5 MeV/A jusqu'à $\langle A \rangle \sim 50$ à 15 MeV/A, qui est de l'ordre de grandeur du nombre de masse du quasi-argon. A cet égard, si nous adoptons le même paramètre que celui utilisé par Pochodzalla et al. [25], soit $b = 16$ MeV, au lieu de la prescription d'Albergo et al. [29], les températures $T_{\text{He}-\text{Li}}$ sont alors augmentées de 20% environ. De manière surprenante, le point à 15 MeV/A de la courbe d'*ALADIN* se trouve alors compatible avec la nouvelle courbe calorique d'*INDRA*. La variation de la taille du système pourrait être un facteur déterminant pour expliquer la remontée de la température $T_{\text{He}-\text{Li}}$ au-delà de 10 MeV/A [101, 102], sans invoquer l'existence d'une hypothétique transition de phase.

En conclusion, les rapports isotopiques constituent une approche intéressante au problème de la détermination de la température des noyaux chauds. Certains d'entre eux s'avèrent être de bons thermomètres du système qui se désexcite, comme le montrent les deux mesures réalisées à l'aide des rapports $\text{d}, \text{t}-^3\text{He}, ^4\text{He}$ et $^3\text{He}, ^4\text{He}-^6\text{Li}, ^7\text{Li}$. Cependant, les rapports isotopiques, comme les rapports de population des états excités [97], sont sensibles aux effets de « *side-feeding* ». Les températures mesurées sont donc apparentes. Pour remonter à la température du noyau primaire, il est nécessaire d'étalonner la méthode utilisée, pentes de spectres ou rapport isotopiques,

avec des modèles. Pour le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$, deux simulations ont été menées par Ma et al. [106], qui ont montré un bon accord des données avec les résultats d'un code de désexcitation séquentielle sur un large domaine de paramètres d'impact. A grande énergie d'excitation, le modèle de *multifragmentation* simultanée permet de reproduire l'augmentation régulière de la température de T_{He-Li} en choisissant un nombre de niveaux excités des noyaux légers adéquat afin de reproduire les effets de « *side-feeding* ».

Conclusion

L'analyse des premières données, prises avec le détecteur *INDRA*, montre les grandes performances obtenues dans la détection des événements contenant plusieurs dizaines de fragments et de particules légères chargées. *INDRA* s'avère ainsi un bon instrument pour l'étude des collisions centrales. A cet égard, la mise en évidence de la *vaporisation* complète du système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ en particules légères chargées constitue une bonne illustration des possibilités offertes par ce dispositif. Le choix de la réaction $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ permet de couvrir une grande dynamique d'énergie de bombardement, de 32 à 95 MeV/u, afin d'établir une fonction d'excitation pour le système la plus large permise aux énergies du G.A.N.I.L..

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux événements bien mesurés par *INDRA*, à savoir les événements complets en charge et en impulsion d'une part, et ceux associés à la désexcitation du projectile ^{36}Ar d'autre part. L'étude des mécanismes de réaction a confirmé le caractère binaire des collisions [27, 28, 20], de 32 à 95 MeV, sur une large gamme de paramètre d'impact, comme prédit par les calculs dynamiques *BNV*, menés avec M. Colonna. Une faible section efficace de fusion a été ainsi estimée dans les collisions centrales ~ 70 mbarn à 32 MeV/u [83, 85]. Vis à vis des expériences passées auprès de détecteurs 4π , l'originalité des mesures d'*INDRA* réside dans la possibilité d'étudier le système complet, en s'intéressant à la fois au projectile et à la cible. C'est dans ce but, que nous avons développé une nouvelle technique d'analyse en deux sources, fondée sur l'*arbre minimum*, qui permet d'obtenir les caractéristiques des noyaux primaires (charge totale, impulsion) dans la voie de sortie. Leurs énergies d'excitation sont déterminées à partir des différents produits émis par calorimétrie, en tenant compte du bilan des masses et en s'aidant de quelques hypothèses sur les neutrons que nous avons validées avec un code désexcitation séquentielle.

De grandes valeurs d'énergie d'excitation sont atteintes dans les noyaux ainsi formés ~ 25 MeV/A à 95 MeV/u. Des fluctuations sont observées dans la répartition des produits de la réaction entre les deux noyaux primaires, responsables des largeurs des distributions. En valeurs moyennes, le partage de l'énergie d'excitation n'est pas équilibré dans la réaction $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$, entre la quasi-cible et le quasi-projectile, ce dernier ayant une énergie d'excitation par nucléon plus élevée. Dans les collisions centrales, une tendance vers l'équipartition de l'énergie disponible entre les deux partenaires est observée, en bon accord avec les calculs *BNV*. Nous avons vérifié que les seuils de détection d'*INDRA* et que la méthode de reconstruction n'introduisaient pas de biais systématiques dans les mesures des énergies d'excitation, en appliquant la même analyse sur la réaction $\text{Ar}+\text{KCl}$ où l'équipartition de l'énergie, attendue pour ce système symétrique, est effectivement observée. Nos prochains efforts seront dirigés vers un trai-

tement plus satisfaisant des particules légères $Z = 1$, en particulier la prise en compte de l'émission de prééquilibre dans notre analyse. Par ailleurs, il conviendra de vérifier sur le système asymétrique Ni+Au de la seconde campagne de mesures d'INDRA, si des tendances similaires sont observées. Enfin, le partage de l'énergie d'excitation dans les collisions périphériques est un des thèmes de la troisième campagne d'INDRA, qui sera conduite en 1997, avec un détecteur modifié pour pouvoir détecter le résidu de la quasi-cible. Ces données permettront de confirmer si un équilibre thermique entre les deux partenaires, issus des collisions binaires très inélastiques, est atteint, à basse énergie d'excitation, comme les données $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ semblent l'indiquer.

Les distributions angulaires des particules de charge $Z = 2$ et $Z = 3$ montrent que les sources, reconstruites avec la méthode de l'*arbre minimum*, émettent de façon isotrope dans leur référentiel. L'asymétrie $0^\circ/90^\circ$ de ces distributions peut être interprétée comme un effet de moment angulaire. Les distributions d'énergie cinétique indiquent que ces noyaux ont atteint un certain degré de thermalisation. Les données concernant le quasi-projectile sont en accord avec les résultats d'un calcul statistique séquentiel, pourvu que l'on considère uniquement les particules émises dans l'hémisphère avant, afin de s'affranchir des problèmes liés au recouvrement des zones d'émission des deux partenaires, ou encore la présence d'une émission dynamique à mi-rapidité. Le calcul séquentiel permet également de comprendre les énergies cinétiques moyennes des fragments dans le quasi-projectile et la quasi-cible. A ce stade de l'analyse, nous n'avons pas eu la nécessité d'invoquer une énergie d'expansion pour interpréter nos résultats, contrairement à des analyses récentes sur la désexcitation du quasi-projectile des réactions Ar+Al [28] et Zn+Ti [20]. Des simulations complémentaires devraient être menées pour quantifier ces mouvements collectifs dans les collisions centrales avec le code de D.Durand [108]. Cependant, aux grandes énergies incidentes, le mouvement relatif entre les deux partenaires n'est jamais complètement amorti, limitant ainsi les effets de compression-expansion auxquels nous pourrions nous attendre. L'hypothèse d'une expansion d'origine thermique reste donc encore à vérifier.

La comparaison des fonctions d'excitation du système, à différentes énergies incidentes, a montré que l'énergie d'excitation est une bonne variable pour caractériser les modes de décroissance des noyaux chauds. Pour une énergie d'excitation donnée, plusieurs partitions du noyau chaud sont possibles, soulignant ainsi le caractère statistique des modes de décroissance. A basse énergie d'excitation ($\varepsilon^* < 8$ MeV/A), nous observons une compétition entre les processus d'évaporation, conduisant à deux ou un résidu(s) dans la voie finale, et l'émergence des événements de *multifragmentation* ($M_{IMF} \geq 3$). Cette augmentation des partitions à plusieurs fragments, entre 0 et 8 MeV/A, a été déjà observée [91] et prévue par des codes statistiques de fragmentation séquentielle [7] et simultanée [16, 17]. Ces événements de *multifragmentation* représentent ainsi au maximum 40% des événements observés autour de 10 MeV/A d'énergie d'excitation, qui correspond à une saturation de la production de fragments. Au delà de 15 MeV/A, la production de fragments diminue du fait que les fragments se dés excitent à leur tour en particules légères. Les énergies des transitions observées dans l'évolution des partitions sont compatibles avec les prédictions du modèle de Gross [92]. Le déclin de la *multifragmentation* coïncide avec l'apparition autour de 8 MeV/A des événements de *vaporisation* dont la section efficace augmente rapide-

ment. Ces événements, pour lesquels où on ne trouve dans l'état final que des particules légères (neutrons, isotopes de $Z = 1$ et $Z = 2$), sont considérés comme une continuité des processus d'évaporation, donnant naissance à deux résidus, puis un résidu lorsque l'un des deux partenaires s'est complètement désintégré en particules légères. Lorsque l'on considère les deux noyaux primaires séparément, des seuils de *vaporisation* inférieurs à 8 MeV/A sont obtenus : ~ 5 MeV/A pour la quasi-cible et ~ 3 MeV/A pour le quasi-projectile.

La détermination de la température d'un noyau excité reste encore un problème ouvert. A basse énergie d'excitation, on peut extraire des températures apparentes associées aux pentes des spectres en énergie des particules légères qui sont en bon accord avec les propriétés d'un gaz de Fermi [94]. Cependant, la méthode des pentes des spectres s'avère sensible aux effets de recul, aux mouvements collectifs d'expansion des noyaux émetteurs qui peuvent intervenir dans le régime de fragmentation. Aussi est-il nécessaire de développer d'autres techniques, comme celle basée sur la population des états excités ou encore les rapports isotopiques, pour estimer la température des noyaux et permettre ainsi des comparaisons entre différents thermomètres [98, 97]. Dans le cadre de la courbe calorique, nous avons appliqué le modèle d'Albergo [29] pour déterminer les températures des noyaux chauds à partir des rapports isotopiques observés. En raison des seuils de détection des différents isotopes (p, d, t, ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li), notre étude s'est limitée au quasi-projectile. Toutes les combinaisons de rapports ne constituent pas de bons thermomètres, dans la mesure où le domaine de variation de la température est plus ou moins restreint. A cet égard, les températures faisant intervenir le rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$ offrent les meilleurs résultats. Les différences entre les valeurs extraites sont interprétées, à l'aide d'un modèle de désexcitation séquentielle, comme des effets de « *side-feeding* ». Entre 2 et 25 MeV/A d'énergie d'excitation, les températures isotopiques augmentent régulièrement sur une gamme, de 3 à 8 MeV, compatible avec les limites de stabilité des noyaux chauds prévues par les calculs Hartree-Fock [4]. La corrélation énergie d'excitation-température ne présente pas de plateau qui pourrait signer la présence d'une éventuelle transition de phase dans nos données [16]. Elle s'avère en accord avec le calcul séquentiel, évoqué précédemment, jusqu'à 15 MeV/A environ. Au delà, une meilleure comparaison est obtenue avec un code de *multifragmentation* simultanée, faisant intervenir un volume de « freeze-out », évolution raisonnable au vu des échelles de temps qui sont en jeu. En perspective, comme la taille du système semble jouer un rôle sur le comportement critique des noyaux chauds, il conviendra de s'intéresser, dans un premier temps, à des systèmes de taille intermédiaire comme les réactions Ni+Ni ou Ni+Au, étudiées sur une large gamme d'énergie incidente durant la deuxième campagne d'INDRA. Puis nous pourrions envisager d'étendre la fonction d'excitation du système Xe+Sn, limitée au G.A.N.I.L. à 50 MeV/u, dont les analyses ont montré des résultats très prometteurs [38], en soutenant le projet d'installation du multidétecteur INDRA, à SIS (G.S.I.), afin d'accéder à des énergies ~ 100 MeV/u où les capacités de détection d'INDRA s'avèrent encore très bonnes pour de tels systèmes.

Annexe A

Calculs dynamiques de collisions d'ions lourds

A.1 Equation de Boltzmann

La modélisation des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi, entre 10 et 300 MeV/u, est le fruit d'une intense activité depuis une dizaine d'années car elle constitue un enjeu théorique important dans la mesure où les approximations standards appliquées aux basses et aux hautes énergies sont mises en défaut [23]. En effet, la dynamique des noyaux faiblement excités ($\varepsilon < 2$ MeV/u) est bien décrite par des calculs quantiques de type Hartree-Fock (TDHF¹) où chaque nucléon évolue dans le potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons [109]. De manière opposée, la dynamique aux énergies relativistes est gouvernée par les collisions à deux corps (nucléon-nucléon, nucléon-méson, ...) qui sont bien décrites par des calculs de cascade intranucléaire où les effets quantiques (champ moyen, principe de Pauli) sont négligeables [110].

L'équation de Boltzmann appliquée à la matière nucléaire offre une alternative pour concilier ces deux approches en régissant la compétition entre le champ moyen d'une part, et les collisions nucléon-nucléon d'autre part. Dans ce cadre théorique, la répartition des nucléons dans l'espace des phases est donnée par la fonction de distribution à un corps, notée $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$, dont l'évolution obéit à l'équation de Boltzmann [18] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \vec{\nabla}_r f - \vec{\nabla}_p f \cdot \vec{\nabla}_r \mathcal{U} = I_{coll} \quad (\text{A.1})$$

Le premier membre de cette équation représente l'équation de Vlasov qui prend en compte le champ moyen nucléaire ($\mathcal{U}(f)$) à l'aide d'une paramétrisation phénoménologique dont la plus courante utilise une force de Skyrme ne dépendant que de la densité (ρ). Le second membre représente, quant à lui, le terme de collision dans lequel interviennent la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu (σ_{NN}) et le principe d'exclusion de Pauli (approximation Uehling-Uhlenbeck [111]).

Plusieurs modélisations numériques ont été développées pour trouver des solutions approchées de l'équation de Boltzmann basées le plus souvent sur des méthodes

1. Time Dependent **H**artree **F**ock

particulaires [112] où la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est représentée par un ensemble de pseudo-particules. Le nombre de pseudo-particules par nucléon (N_{ppn}) est un paramètre de ces calculs qu'il convient de choisir suffisamment grand pour obtenir un échantillonnage satisfaisant de l'espace des phases. Ces méthodes sont dites semi-classiques car les pseudo-particules obéissent aux équations de Hamilton d'une part et à la statistique de Fermi-Dirac d'autre part. Les calculs BNV^2 réalisés en collaboration avec M. Colonna à Saclay, lors de son séjour de post-doctorat, se situent dans ce cadre théorique dont nous passons rapidement en revue les principaux ingrédients [113].

A.2 Calculs BNV

Les algorithmes de résolutions de l'équation de Boltzmann diffèrent dans le choix de l'interaction utilisée, la construction des états fondamentaux des noyaux ainsi que dans le traitement des collisions [112].

Si la partie coulombienne de l'interaction est pris en compte explicitement dans le calcul BNV , le potentiel nucléaire est paramétrisé à l'aide d'une force de Skyrme dépendant de la densité et de l'isospin (asymétrie neutron-proton). Les coefficients, intervenant dans la définition du potentiel, sont choisis de manière à reproduire les propriétés de la matière nucléaire à température nulle (énergie de Fermi, densité de saturation). Ils conduisent à un module d'incompressibilité $K_\infty \sim \mathbf{200\ MeV}$, caractéristique d'une équation d'état douce de la matière nucléaire infinie. Le second paramètre de ce calcul est la section efficace nucléon-nucléon dont la valeur dans le milieu est encore mal connue. Aussi l'avons nous considérée comme une constante, fixée à sa valeur dans le vide : $\sigma_{NN} = \mathbf{40\ mb}$. Enfin, notons qu'une des originalités de ce calcul réside dans le traitement des collisions basé sur le concept de libre parcours moyen qui permet de réduire les fluctuations numériques liées à l'intégrale de collision [114, 115]; pour les détails de l'algorithme utilisé, se référer à la thèse d'A. Guarnera [116].

La première étape de la simulation consiste à trouver, de façon auto-cohérente, une solution pour l'état fondamental des noyaux, correspondant à un état d'énergie minimum (E_0), en résolvant la partie stationnaire de l'équation de Vlasov ($f = f(\vec{r}, \vec{p})$) tout en satisfaisant à la statistique de Fermi. Les pseudo-particules sont représentées par des gaussiennes dont la largeur permet de reproduire l'énergie de surface des noyaux. Pour les noyaux légers de la réaction ^{36}Ar sur ^{58}Ni , nous avons choisi un nombre de gaussiennes par nucléon important, $N_{ppn} = \mathbf{100}$, pour limiter les fluctuations numériques dues au pavage de l'espace des phases. L'état fondamental étant déterminé, il est alors possible de suivre la trajectoire moyenne du système dans l'espace des phases et de mettre en évidence les principaux mécanismes de réaction dominant la voie d'entrée en fonction du paramètre d'impact et de l'énergie incidente.

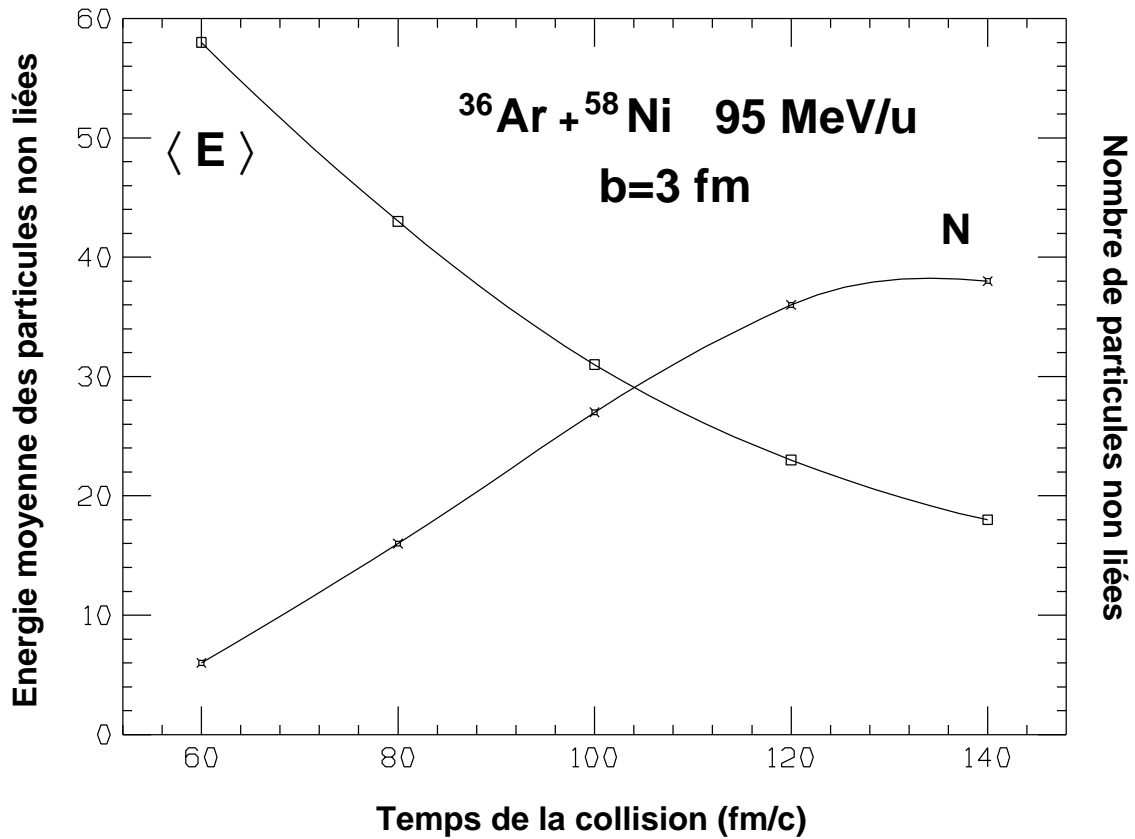


FIG. A.1 – Evolution du nombre et de l'énergie moyenne des particules qui s'échappent du système au cours du temps ($30 \text{ fm/c} \approx 10\text{--}22 \text{ s}$).

A.3 Caractérisation des noyaux primaires

Dans le chapitre 4, nous passons en revue les principaux mécanismes de réaction rencontrés aux énergies de Fermi pour les systèmes légers. Nous distinguons d'une part le processus de fusion incomplète conduisant à un noyau composé très excité dans les collisions très centrales, et d'autre part, les collisions binaires très inélastiques conduisant, sur un large domaine en paramètre d'impact, à deux noyaux chauds dans la voie finale. Ces processus sont accompagnés d'une émission de pré-équilibre, dont l'importance varie avec la centralité de la collision et l'énergie de bombardement [70], qu'il convient de prendre en considération pour la caractérisation des noyaux primaires formés dans la réaction.

La méthode de reconstruction des noyaux primaires repose sur la détermination d'un temps caractéristique où le système se thermalise, autrement dit, le temps au bout duquel l'émission dynamique des particules, dominant les premiers instants de la collision ($\tau < 50 \text{ fm/c}$), atteint un régime de saturation, où les propriétés des fragments (masse, moment angulaire, énergie d'excitation) évoluent de manière plus douce [113]. Le temps de thermalisation est obtenu en étudiant l'évolution du nombre et de l'énergie cinétique moyenne des particules qui s'échappent du système, défini comme une boîte de 40 fm de côté. Le changement de pente, observé fig.A.1, marque l'apparition d'un

nouveau régime dans l'émission de particules, à savoir l'évaporation des noyaux chauds, succédant à l'émission de pré-équilibre.

Si, à 52 MeV/u, le changement de régime est bien visible, la transition est plus douce lorsque l'énergie de bombardement augmente, rendant le choix du temps de thermalisation plus difficile. L'analyse de la distribution angulaire des pseudo-particules fournit alors un moyen supplémentaire pour déterminer ce temps de thermalisation. En effet, au début de la collision ($\tau \sim 60$ fm/c), l'émission de pré-équilibre est essentiellement isotrope dans le centre de masse du système. A cette émission isotrope se superpose, aux temps ultérieurs, deux composantes anisotropes, piquées à 0° et 180° , attribuées à l'évaporation du quasi-projectile et de la quasi-cible. Ces différentes méthodes conduisent à un temps de thermalisation compris entre 100 et 120 fm/c qui dépend peu du paramètre d'impact [117].

La reconstruction des noyaux primaires est réalisée au temps de thermalisation. Cependant, dans certains cas, les noyaux primaires ne sont pas encore complètement formés dans l'espace des positions. Aussi est-il nécessaire d'attendre quelques dizaines de fm/c supplémentaires pour déterminer l'appartenance des pseudo-particules à chacun des fragments, les propriétés des noyaux chauds proprement dites étant obtenues en revenant au temps initial en conservant le rapport A/Z obtenu avec la méthode de « clusterisation ». Cette méthode est basée sur un critère de proximité dans l'espace des positions : 2 pseudo-particules appartiennent au même fragment, si leur distance est inférieure à un certain paramètre (D) qui dépend de la densité locale (ρ) :

$$\frac{D}{D_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} \quad (\text{A.2})$$

où D_0 est la distance minimum conduisant aux deux noyaux de la voie d'entrée au début de la collision, soit dans notre cas : $D_0 \sim 1.4$ fm. Le moment angulaire est calculé classiquement, dans le référentiel de chaque fragment, en sommant les contributions des pseudo-particules :

$$\vec{l} = \sum_i \vec{r}_i \times \vec{p}_i \quad (\text{A.3})$$

Quant à l'énergie d'excitation (E^*), elle est calculée à partir des énergies cinétiques des pseudo-particules dans le référentiel de chaque fragment (E_{cin}), en tenant compte des termes coulombien (E_{coul}), de champ moyen (E_{nuc}), d'asymétrie neutron-proton (E_{asym}) auxquels on soustrait l'énergie du fondamental (E_0), solution stationnaire de l'équation de Vlasov :

$$E^* = E_{cin} + E_{nuc} + E_{coul} + E_{asym} - E_0 \quad (\text{A.4})$$

Compte tenu des fluctuations sur les énergies, l'énergie d'excitation est déterminée avec une précision de 50 MeV.

Annexe B

Code de désexcitation statistique

Les calculs dynamiques basés sur l'équation de Boltzmann (A.1) ne sont pas capables de reproduire correctement la décroissance des noyaux primaires sur de longues échelles de temps [112, 23]. Aussi est-il intéressant de pouvoir coupler ces calculs avec un code de désexcitation statistique, plus adapté pour décrire les processus d'évaporation et de fission et établir des comparaisons avec les données expérimentales. En outre, le recours aux générateurs d'événements permet de tester les méthodes d'analyse et constitue un passage obligé pour l'étude des biais introduits par le dispositif de mesure.

Le code *SIMON*, développé par D. Durand, est basé sur le générateur *EUGENE* [8] auquel un certain nombre de modifications ont été apportées [108]. Il se décompose en deux phases : la première phase est consacrée à la préparation du système, fonction du mécanisme de réaction que l'on désire simuler, tandis que la seconde traite de la décroissance proprement dite des noyaux par émission binaire séquentielle de particules légères et de fragments.

La version que nous avons utilisée comprend une voie d'entrée composée de deux mécanismes de réaction différents selon la valeur choisie du paramètre d'impact (b) de la collision :

- Pour $0 \leq b \leq 1.5$ fm, on considère la **fusion complète** des deux noyaux incidents dans laquelle la totalité de l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse est convertie en énergie d'excitation pour le noyau composé.
- Pour $1.5 < b \leq 8.5$ fm, on considère des **collisions binaires très inélastiques** (§ 4.1.1). Les positions (\vec{r}_0), les vitesses (\vec{v}_0) et les énergies d'excitation (E_0^*) des deux noyaux primaires sont obtenues à partir d'un modèle de trajectoire classique fonction du paramètre d'impact et de l'énergie incidente [108].

Notons que le changement de mécanisme, à $b = 1.5$ fm, intervient de manière arbitraire quelle que soit l'énergie incidente. Il introduit une discontinuité dans les distributions d'énergies d'excitation et de vitesses relatives des noyaux primaires.

Par ailleurs, le générateur *SIMON* offre la possibilité de définir une grande variété de voies d'entrée en spécifiant, « à la main », les caractéristiques des sources (nombre, positions, vitesses et énergies d'excitation). En outre, il est possible de simuler les mouvements d'expansion dans les noyaux chauds en fixant l'énergie d'excitation, l'énergie d'expansion, le nombre de préfragments et leur configuration spatiale dans chacune

des sources qui se dés excitent. Les préfragments sont alors animés d'un mouvement collectif radial, proportionnel à leur distance au centre de la source. Ce type de scénario n'a pas été utilisé dans notre analyse, aussi convient-il de se référer à [33, 108] pour les détails de cette phase d'initialisation.

La décroissance des noyaux primaires est obtenue par une succession de cassures binaires obtenue par tirage Monte-Carlo, traitées dans le cadre de la théorie de l'état transitoire. Une nouveauté, par rapport au code *EUGENE*, est la prise en considération des niveaux discrets des noyaux légers (Li, Be, B) pour l'étude de la décroissance des agrégats en particules légères (n, p, d, α). Enfin, le suivi des trajectoires des produits de la réaction dans le champ coulombien assure la conservation des corrélations spatio-temporelles permettant une comparaison fine des simulations avec les données expérimentales.

B.1 Calculs des probabilités de transition

La méthode de l'état transitoire, développée par Moretto [11] et Swiatecki [118], est une généralisation du formalisme de Bohr et Wheeler [119] décrivant la fission nucléaire symétrique. Dans ce modèle, l'existence d'un point selle dans la variation du potentiel nucléaire en fonction de la déformation du noyau composé conduit à la notion de barrière associée à chaque partition du système :

$$(A, Z) \rightarrow (A_1, Z_1) + (A_2, Z_2) \quad (\text{B.1})$$

Cette méthode fournit un cadre théorique pour calculer les différentes probabilités de transition depuis la fission symétrique jusqu'à l'émission de particules légères, conduisant à une normalisation cohérente des probabilités relatives (P_{12}) de telle ou telle transition caractérisée par une certaine largeur (Γ_{12}) :

$$P_{12} = \frac{\Gamma_{12}}{\sum_{ij} \Gamma_{ij}} \quad (\text{B.2})$$

La largeur d'une transition (Γ_{12}) dépend de la densité d'états accessibles au système au point selle (ρ_s) correspondant au maximum de la barrière (B_{12}) :

$$\Gamma_{12} = \frac{1}{2\pi \rho(E^*)} \int_0^{E^* - B_{12}} \rho_s(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{B.3})$$

où ρ est la densité de niveaux du noyau initial d'énergie d'excitation E^* . Un développement limité de B.1 au voisinage de $E^* - B_{12}$ donne [93] :

$$\Gamma_{12} = \frac{\rho_s(E^* - B_{12})}{2\pi \rho(E^*)} T_s \quad (\text{B.4})$$

où T_s est la température du système à la barrière. Si le point selle est voisin du point de scission, correspondant au point de contact des deux noyaux sphériques issus de la cassure, alors la densité d'état au point selle (ρ_s) peut être considérée comme le produit de convolution des densités de niveaux (ρ_1, ρ_2) des deux noyaux secondaires.

Cette hypothèse est vérifiée pour des partitions très asymétriques, elle reste valable dans le cas général pour des noyaux de masses $A < 200$ [93].

La théorie de Kramers [120], qui considère la fission comme un processus de diffusion à travers la barrière de potentiel, permet d'introduire une dépendance temporelle des largeurs d'émission de fragments [8]. Ainsi, plus le temps nécessaire au système pour atteindre le point selle sera long, moins la partition envisagée sera probable. Cette méthode permet ainsi de contrôler la compétition entre les émissions de fragments d'une part, et de particules légères d'autre part, en se servant du temps d'émission d'un neutron comme référence [8], dont une expression analytique, fonction du noyau émetteur (A) et de sa température (T), est donnée par [93] :

$$\tau_n \approx 9 \cdot 10^3 A^{-2/3} T^{-2} \exp[Q_n/T] \quad \text{fm/c} \quad \text{avec} \quad Q_n \sim 8 \text{ MeV} \quad (\text{B.5})$$

Les modes de fission se trouvent ainsi défavorisés, à grande énergie d'excitation, au bénéfice de l'émission de particules légères. Un artifice du calcul permet d'obtenir un résultat analogue, en appliquant un retard à la fission pour favoriser la production de résidus d'évaporation, en réduisant le nombre de partitions initiales du noyau primaire.

Enfin, d'un point de vue pratique, les densités de niveaux sont calculées en utilisant le formalisme de Fai et Randrup [121] plus spécifiquement adapté à la description de noyaux légers très excités. Notons les niveaux discrets, des noyaux de nombre de masse inférieur à 8, sont inclus dans le code. Pour réduire le temps de simulation, les barrières d'émission des fragments sont paramétrisées à partir des résultats fournis par un modèle de goutte liquide, modifié pour prendre en compte la portée finie de l'interaction nucléaire [122]. Quant aux barrières d'émission des particules légères, elles tiennent compte du bilan des masses et de la barrière coulombienne de la partition.

B.2 Energies d'excitation

Le partage de l'énergie d'excitation, entre les deux noyaux au moment de la cassure, est réalisé en supposant un **équilibre thermique**. Pour chaque noyau, on a ainsi :

$$E_i^* = \frac{A_i}{A_1 + A_2} E_{res}^* \quad \text{avec} \quad E_{res}^* = E^* - B_{12} - E_{rel} - Q \quad (\text{B.6})$$

où A_i est le nombre de masse de chaque fragment, E^* l'énergie d'excitation initiale à laquelle on soustrait l'énergie de rotation, Q le bilan des énergies de liaison, estimé à partir d'une table de défauts de masse, et E_{rel} l'énergie cinétique relative entre les deux noyaux secondaires. Cette dernière quantité est obtenue à l'aide d'un tirage aléatoire dans une distribution de Maxwell-Boltzmann de la forme :

$$P(E) = \frac{E - B_{12}}{T^2} \exp\left[-\frac{E - B_{12}}{T}\right] \quad \forall E \geq B_{12} \quad (\text{B.7})$$

Un ingrédient important de ce calcul est le paramètre de densité de niveaux (a), qui relie l'énergie d'excitation (E^*) et la température (T) du noyau émetteur :

$$E^* = a T^2 \quad \text{avec} \quad a = \frac{A}{K} \quad (\text{B.8})$$

Dans le modèle du gaz de Fermi, le facteur de proportionnalité $1/K$ dépend peu du noyau considéré et est de l'ordre de $1/14$. Cependant, des descriptions plus réalistes du noyau montrent une variation de K avec la masse du noyau et la température [24, 1]. Shlomo et Natowitz ont ainsi montré que, pour un système léger ($A = 40$), ce paramètre prend des valeurs comprises entre 8 et 12 lorsque la température croît de 1 à 8 MeV environ [1]. Dans nos calculs, nous l'avons fixé à une valeur constante : **$a = A/12$**

Bibliographie

- [1] Shlomo (S.) et Natowitz (J.B.). – *Temperature and mass dependence of the level density parameter*. – *Phys. Rev. C*, vol. 44, n° 6, 1991, p. 2878.
- [2] Suraud (E.), Grégoire (C.) et Tamain (B.). – *Birth, life and death of hot nuclei*. – *Prog. Part. Nuc. Phys.*, vol. 23, 1989, p. 357.
- [3] Sauer (G.), Chandra (H.) et Mosel (U.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 264, 1976, p. 221.
- [4] Levit (S.) et Bonche (P.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 437, 1985, p. 426.
- [5] Suraud (E.). – L'équation d'état nucléaire. In: *École Internationale Joliot-Curie*. – 1990.
- [6] Siemens (Ph.) et Jensen (A.S.). – *Element of Nuclei*. – Addison-Wesley, 1987.
- [7] Charity (R.J.) et al. – *Nucl. Phys. A*, vol. 483, 1988, p. 371. – Voir également [123].
- [8] Durand (D.). – *An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain*. – *Nucl. Phys. A*, vol. 541, 1992, p. 266.
- [9] Weisskopf (V.). – *Phys. Rev.*, vol. 52, 1937, p. 295.
- [10] Hauser (W.) et Feshback (H.). – *Phys. Rev.*, vol. 87, 1952, p. 366.
- [11] Moretto (L.G.). – *Statistical emission of large fragments: a general theoretical approach*. – *Nucl. Phys. A*, vol. 247, 1975, p. 211.
- [12] Moretto (L.G.) et Wozniak (G.J.). – *Multifragmentation in heavy-ion processes*. – *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.*, vol. 43, 1993, p. 379.
- [13] Elattari (E.), Richert (J.) et Wagner (P.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 560, 1993, p. 603.
- [14] Pratt (S.), Montoya (C.) et Ronning (F.). – *Balancing nuclear matter between liquid and gas*. – *Phys. Lett. B*, vol. 349, 1995, p. 261.
- [15] Bondorf (J.P.), Donangelo (R.) et Mishustin (I.N.). – *Statistical Multifragmentation of nuclei (I)*. – *Nucl. Phys. A*, vol. 443, 1985, p. 321.
- [16] Bondorf (J.P.), Donangelo (R.), Mishustin (I.N.) et Schulz (H.). – *Statistical Multifragmentation of nuclei (II)*. – *Nucl. Phys. A*, vol. 444, 1985, p. 460.
- [17] Gross (D.H.E.). – *Statistical decay of very hot nuclei ...* – *Rep. Prog. in Phys.*, vol. 53, 1990, p. 605.
- [18] Bertsch (G.F.) et Das Gupta (S.). – *A Guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions*. – *Phys. Rep.*, vol. 160, n° 4, 1988, p. 189.
- [19] Suraud (E.), Pi (M.), Schuck (P.), Remaud (B.), Sébille (F.), Grégoire (C.) et Saint-Laurent (F.). – *Compressional effects in heavy ion collisions: spinodal decomposition and thermal energy saturation*. – *Phys. Lett. B*, vol. 229, 1989, p. 359.

- [20] Steckmeyer (J.C.), Kerambrun (A.) et al. – *Properties of very hot nuclei formed in Zn+Ti collisions at intermediate energies.* – *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, n° 26, 1996, p. 4895.
- [21] Heuer (D.) et al. – *Phys. Rev. C*, vol. 50, 1994, p. 1943.
- [22] Schussler (F.) et al. – *Fragment emission pattern in central and semi-central heavy-ion collisions.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 584, 1995, p. 704.
- [23] Suraud (E.). – Equations cinétiques en physique des ions lourds. In: *École Internationale Joliot-Curie.* – 1995.
- [24] Guet (C.), Strumberger (E.) et Brack (M.). – *Liquid drop parameters for hot nuclei.* – *Phys. Lett. B*, vol. 205, 1988, p. 427.
- [25] Pochodzalla (J.), Möhlenkamp (T.), Rubehn (T.), Schüttauf (A.), Wörner (A.), Zude (E.) et al. – *Probing the nuclear liquid-gas transition.* – *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, n° 6, 1995, p. 1040.
- [26] Lefort (M.) et Ngô (Ch.). – *Ann. Phys. Fr.*, vol. 3, 1978, p. 5.
- [27] Borderie (B.) et al. – *Phys. Lett. B*, vol. 205, 1988, p. 26.
- [28] Péter (J.), Jeong (S.C.) et al. – *Binary dissipative processes and formation of hot nuclei in Ar on Al reaction from 55 to 95 MeV/u.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 593, 1995, p. 95.
- [29] Albergo (S.), Costa (S.), Costanzo (E.) et Rubbino (A.). – *Temperature and free-nucleon densities of nuclear matter exploding into light clusters in heavy ion collisions.* – *Nuovo Cimento A*, vol. 89, n° 1, 1985, p. 1.
- [30] Pouthas (J.), Borderie (B.), Dayras (R.), Plagnol (E.), Rivet (M.F.), Saint-Laurent (F.), Steckmeyer (J.C.) et al. – *INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL.* – *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 357, 1995, p. 418.
- [31] Ouatzerga (A.). – *Vaporisation du système Ar+Ni étudié avec le détecteur INDRA.* – Thèse, Université de Paris XI, Orsay, France, 1995.
- [32] Ecomard (P.). – *Premières Expériences de Multifragmentation à l'aide du détecteur INDRA.* – Thèse, Université de Caen, France, 1995.
- [33] Marie (N.). – *Mouvements Collectifs et Multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe+Sn à 50 MeV/u.* – Thèse, Université de Caen, France, 1995.
- [34] Steckmeyer (J.C.), Cussol (D.), Duchon (J.), Gautier (J.M.), Laville (J.L.), Le Botlan (P.), Leconte (A.), Lelandais (J.), Métivier (V.), Mosrin (P.), Rosato (E.), Tillier (J.) et Wieloch (A.). – *The Phoswich detector array of the forward ring of INDRA.* – *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 361, 1995, p. 472.
- [35] Métivier (V.). – *Mécanismes de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u avec le multidétecteur INDRA.* – Thèse, Université de Caen, France, 1995.
- [36] Pouthas (J.) et al. – *The electronics of the INDRA 4π detection array.* – *Nucl. Inst. Meth. A*, vol. 369, 1996, p. 222.
- [37] Squalli (M.). – Thèse, Université de Paris, France, 1996.
- [38] Benlliure (J.). – *Recherche d'un comportement critique dans la fragmentation du projectile dans la réaction Xe sur Sn à 50 MeV/u.* – Thèse, Université de Valence, Espagne, 1995.

- [39] Knoll (G.F.). – *Radiation Detection and Measurement*. – Wiley, 1989, 2nd édition.
- [40] Bethe (H.A.). – *Ann. Phys.*, vol. 5, 1930, p. 325.
- [41] Northcliffe (L.C.) et Schilling (R.F.). – *Range and stopping powers for heavy ions*. – *Nuclear Data Tables A*, vol. 7, 1970, p. 233.
- [42] Hubert (F.), Bimbot (R.) et Gauvin (H.). – *Range and stopping powers for heavy ions*. – *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 46, 1990, p. 1.
- [43] Bimbot (R.). – Données non publiées. – 1993.
- [44] Janni (J.F.). – *Proton Range-Energy tables*. – *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 27, 1982, p. 151.
- [45] Williamson (C.F.) et al. – *Range and stopping powers*. – Rapport CEA, R-3042, 1966.
- [46] De Filippo (E.). – *Reference for the INDRA ChIo-Si identification and the energy loss routines*. – CEA, DAPNIA-SPHN 95-60, 1995.
- [47] Charvet (J.L.). – Programme *GOLIATH*, 1993.
- [48] Moulton (J.B.), Stephenson (J.E.), Schmitt (R.P.) et Wozniak (G.J.). – *A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors*. – *Nucl. Inst. Meth.*, vol. 157, 1978, p. 325.
- [49] Le Fèvre (A.). – Thèse, Université de Paris, France, 1996.
- [50] Remaud (B.), Grégoire (C.), Sébille (F.) et Schuck (P.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 488, 1988, p. 423. – Voir également [74, 124].
- [51] Michalowicz (A.). – *Cinématique des réactions nucléaires*. – Paris, Dunod, 1964.
- [52] Wilcke (W.W.), Birkelund (J.R.), Wollersheim (H.J.), Hoover (A.D.), Hui-zenga (J.R.), Schröder (W.U.) et Tubbs (L.E.). – *Reaction Parameters for Heavy Ion Collisions*. – *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 25, 1980, p. 389.
- [53] Kox (S.), Gamp (A.), Cherkaoui (R.), Cole (A.J.), Longequeue (N.), Menet (J.), Perrin (C.) et Viano (J.B.). – *Direct Measurements of heavy ion total reaction cross section at 30 and 83 MeV/nucleon*. – *Nucl. Phys. A*, vol. 420, 1984, p. 162.
- [54] Audi (G.) et Wapstra (A.H.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 565, 1993, p. 1.
- [55] Kerambrun (A.). – Thèse, Université de Caen, France, 1993.
- [56] Bacri (Ch.O.), Borderie (B.), Charvet (J.L.), Cussol (D.), Dayras (R.), Lopez (O.), Ouatzerga (A.), Rivet (M.F.) et al. – *Onset of Vaporization for Ar+Ni System*. – *Phys. Lett. B*, vol. 353, 1995, p. 27.
- [57] Cavata (C.), Demoulins (M.), Gosset (J.), Lemaire (M.C.), L'Hôte (D.), Poutou (J.) et Valette (O.). – *Phys. Rev. C*, vol. 42, n° 4, 1990, p. 1760.
- [58] Hubele (J.), Kreutz (P.) et al. – *Fragmentation of Gold projectiles: from evaporation to total disassembly*. – *Z. Phys. A*, vol. 340, 1991, p. 340.
- [59] Alard (J.P.) et al. – *Midrapidity Source of Intermediate Mass Fragments in central collisions of Au+Au at 150 A.MeV*. – *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, n° 6, 1992, p. 889.
- [60] Gobbi (A.). – From the fermi to the relativistic energy domain. In: *École Internationale Joliot-Curie*. – 1995.
- [61] David (C.) et Aichelin (J.). – *Neural Networks applied to Nuclear Physics*. – SUBATECH Nantes 95-21, 1995.

- [62] Fox (G.C.) et Wolfram (S.). – *Tests for planar events in e^+e^- annihilation.* – *Phys. Lett. B*, vol. 82, n° 1, 1979, p. 134.
- [63] Cugnon (J.) et L'Hôte (D.). – *Global variables and the dynamics of relativistic nucleus-nucleus collisions.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 397, 1983, p. 519.
- [64] Danielewicz (P.) et Gyulassy (M.). – *Jacobian free global event analysis.* – *Phys. Lett. B*, vol. 129, n° 5, 1983, p. 283.
- [65] Désesquelles (P.). – Analyse multidimensionnelle, des données brutes à la physique. In: *École Internationale Joliot-Curie.* – 1994.
- [66] Saporta (G.). – *Probabilité, Analyse des données et Statistique.* – Paris, Ed. Technip, 1990.
- [67] Gosset (J.), Gutbrod (H.), Meyer (W.G.), Poskanzer (A.M.), Sandoval (A.), Stock (R.) et Westfall (G.D.). – *Phys. Rev. C*, vol. 16, 1977, p. 629.
- [68] A. Gobbi and others. – *A Highly segmented Delta E time-of-flight wall as forward detector of the 4 pi system for charged particles at the SIS / ESR accelerator.* – *NIMA*, vol. 324, 1993, p. 156.
- [69] Viola (V.E.). – *Nuclear Data Tables A*, vol. 1, 1966, p. 391.
- [70] Borderie (B.), Rivet (M.F.) et Tassan-Got (L.). – *Ann. Phys. Fr.*, vol. 15, 1990, p. 287.
- [71] Randrup (J.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 307, 1978, p. 319.
- [72] Randrup (J.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 327, 1979, p. 490.
- [73] Rivet (M.F.), Borderie (B.), Grégoire (C.), Jouan (D.) et Remaud (B.). – *Phys. Lett. B*, vol. 225, 1988, p. 55.
- [74] Vinet (L.), Grégoire (C.), Schuck (P.), Remaud (B.) et Sébille (F.). – *A Study of the disintegration of highly excited nuclei . . .* – *Nucl. Phys. A*, vol. 468, 1987, p. 321.
- [75] Hamdani (T.). – *Formation et désexcitation des noyaux chauds produits dans les collisions Ar+Au à 30 et 60 MeV/u.* – Thèse, Université de Caen, France, 1993.
- [76] Buchet (P.). – Thèse, Université de Caen, France. En préparation.
- [77] Zahn (C.T.). – *Graph-theoretical methods for detecting and describing gestalt clusters.* – *IEEE Transactions on Computers*, vol. 20, n° 1, 1971, p. 68.
- [78] Gower (J.C.) et Ross (G.J.S.). – *Minimum Spanning Trees and single linkage cluster analysis.* – *Appl. Statistics*, vol. 18, n° 1, 1969, p. 54.
- [79] Lanius (K.), Roloff (H.E.) et Schiller (H.). – *Z. Phys. C.*, vol. 8, 1981, p. 251.
- [80] Landau (L.) et Lifchitz (E.). – *Physique théorique. Tome 2: Théorie des champs.* – Moscou, Mir, 1989, 4^e édition.
- [81] Cussol (D.) et al. – *Charged-particle calorimetry of Ar+Al reactions from 36 to 65 MeV/u.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 541, 1993, p. 298.
- [82] Eudes (P.). – Calculs Landau-Vlasov sur le système $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ à 95 MeV/u (communication privée).
- [83] Nalpas (L.), Charvet (J.L.), Dayras (R.), De Filippo (E.) et al. – In: *Communication at the XIth Winter Workshop on Nuclear Dynamics.* – Key West, Florida, February 11-17 1995.

- [84] Métivier (V.), Bougault (R.), Cussol (D.), Lecolley (J.F.), Lopez (O.), Steckmeyer (J.C.), Tamain (B.), Vient (E.), Charvet (J.L.) et al. – *In: Communication at the XXXIIIth International Winter Meeting on Nuclear Physics.* – Bormio, Italy, January 25-30 1995.
- [85] Charvet (J.L.). – Colloque G.A.N.I.L., Le Pradet, 29 mai-2 juin 1995.
- [86] Ericson (T.) et Strutinski (V.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 8, 1958, p. 284.
- [87] Aichelin (J.) et Hüfner (J.). – *Phys. Lett. B*, vol. 136, n° 5, 1984, p. 15.
- [88] Sobotka (L.G.) et Moretto (L.G.). – *Partitioning of nuclei.* – *Phys. Rev. C*, vol. 31, n° 2, 1985, p. 668.
- [89] Jeong (S.C.), Cussol (D.), Laforest (R.), Péter (J.) et al. – *Onset of collective expansion in nucleus-nucleus collisions below 100 MeV/u.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 604, 1996, p. 208.
- [90] Rivet (M.F.), Chbihi (A.), Borderie (B.), Eudes (Ph.), Parlog (M.), Tassan-Got (L.) et al. – *Vaporization events from binary dissipative collisions.* – *Phys. Lett. B*, vol. 388, 1996, p. 219.
- [91] Roussel-Chomaz (P.) et al. – *Complex fragment production and multifragmentation in La induced reactions.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 551, 1993, p. 508.
- [92] Gross (D.H.E.). – *Multifragmentation.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 553, 1993, p. 175c.
- [93] Durand (D.) et Tamain (B.). – *La théorie statistique: perspectives et limites.* *In: École Internationale Joliot-Curie.* – 1993.
- [94] Hagel (K.) et al. – *Nucl. Phys. A*, vol. 486, 1988, p. 429.
- [95] Goldhaber (A.S.). – *Volume versus surface sampling of Maxwellian distributions in nuclear reactions.* – *Phys. Rev. C*, vol. 17, n° 6, 1978, p. 2243.
- [96] Pochodzalla (J.) et al. – *Two-Particle correlations at small relative momenta for Ar induced reactions on Au at $E/A=60$ MeV.* – *Phys. Rev. C*, vol. 35, n° 5, 1987, p. 1695.
- [97] Morrissey (D.J.), Benenson (W.) et Friedman (W.A.). – *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.*, vol. 44, 1994, p. 27.
- [98] Tsang (M.B.), Zhu (F.), Lynch (W.G.) et al. – *Cross comparisons of nuclear temperatures determined from excited state populations and isotope yields.* – *Phys. Rev. C*, vol. 53, n° 3, 1996, p. R1057.
- [99] Tuli (J.K.). – *Nuclear Wallet Cards.* – *National Nuclear Data Center*, 1995.
- [100] Campi (X.), Krivine (H.) et Plagnol (E.). – *Remarks on a determination of the nuclear caloric curve.* – 1996. – Soumis à *Phys. Rev. C*.
- [101] Natowitz (J.) et al. – *Limiting temperatures of neutron rich nuclei ...* – *Phys. Rev. C*, vol. 52, 1995, p. R2322.
- [102] Tincknell (M.) et al. – *In: Communication at the XIIth Winter Workshop on Nuclear Dynamics.* – Snowbird, Utah, 1996. A paraître.
- [103] Hauger (J.A.). – *Excitation energy, temperature and pre-equilibrium separation in the multifragmentation of gold nuclei.* – Thèse, Université de Purdue, Indiana, 1995.

- [104] Borderie (B.), Durand (D.), Gulminelli (F.), Parlog (M.), Rivet (M.F.), Tassan-Got (L.) et al. – *Kinematical properties and composition of vaporizing sources ...* – *Phys. Lett. B*, vol. 388, 1996, p. 224.
- [105] Hauger (J.A.) et al. – *Dynamics of the Multifragmentation of 1 A.GeV Gold on Carbon.* – *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, n° 2, 1996, p. 235.
- [106] Ma (Y.-G.), Siwek (A.), Peter (J.), Gulminelli (F.), Dayras (R.), Nalpas (L.), Tamain (B.), Vient (E.) et al. – *Surveying the nuclear caloric curve.* – 1996. – Soumis à *Phys. Lett. B*.
- [107] Mekjan (A.Z.). – *Phys. Rev. C*, vol. 17, 1978, p. 1051.
- [108] Durand (D.). – Présentation du générateur d'événements *SIMON* (en préparation). – 1996. Voir article concernant le générateur *EUGENE* [8].
- [109] Negele (J.W.). – *Rev. Mod. Phys.*, vol. 54, 1982, p. 912.
- [110] Cugnon (J.), Mizutani (T.) et Vandermeulen (J.). – *Nucl. Phys. A*, vol. 352, 1981, p. 505.
- [111] Uehling (E.A.) et Uhlenbeck (G.E.). – *Phys. Rev.*, vol. 43, 1933, p. 552.
- [112] Remaud (B.). – Modélisation des réactions nucléaires avec des ions lourds. In : *École Internationale Joliot-Curie.* – 1995.
- [113] Colonna (M.), Colonna (N.), Bonasera (A.) et DiToro (M.). – *Equilibrium features and dynamical instabilities in nuclear fragmentation.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 541, 1992, p. 295.
- [114] Bonasera (A.), Burgio (G.F.) et DiToro. – *Phys. Lett. B*, vol. 221, 1989, p. 233.
- [115] Bonasera (A.), Russo (G.) et Wolter (H.H.). – *Phys. Lett. B*, vol. 246, 1990, p. 337.
- [116] Guarnera (A.). – Thèse, Université de Caen, France, 1996.
- [117] Colonna (M.). – Communication privée. – 1996.
- [118] Swiatecki (W.J.). – *Aust. J. Phys.*, vol. 36, 1983, p. 641.
- [119] Bohr (N.) et Wheeler (J.A.). – *Phys. Rev.*, vol. 56, 1939, p. 426.
- [120] Kramers (H.A.). – *Physica*, vol. 7, 1940, p. 284.
- [121] Fáti (G.) et Randrup (J.). – *Explosion-evaporation model for fragment production in medium-energy nuclear collisions.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 381, 1982, p. 557.
- [122] Brzychczyk (J.) et Lukazik (J.). – *A simple parametrization of conditional saddle-point energies.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 535, 1991, p. 272.
- [123] Charity (R.J.) et al. – *Sources of complex fragment emission in Lanthanum induced reactions at $E/A = 14.7$ MeV and 18 MeV.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 511, 1990, p. 59.
- [124] Grégoire (C.), Remaud (B.), Sébille (F.), Vinet (L.) et Raffray (Y.). – *Semi-classical dynamics of heavy ion reactions.* – *Nucl. Phys. A*, vol. 465, 1987, p. 317.

Résumé

Les collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi conduisent à la formation de noyaux chauds. Selon l'énergie d'excitation mise en jeu, plusieurs modes de décroissance sont observés, en particulier une émission de fragments complexes ($Z \geq 3$), dont l'origine est encore mal comprise. Le G.A.N.I.L. permet d'explorer sur une large gamme en énergie, entre 32 et 95 MeV/u, la fonction d'excitation du système Ar+Ni depuis l'« évaporation » jusqu'à la « vaporisation » complète des noyaux chauds en particules légères (neutrons, isotopes de H, He). L'analyse des mécanismes de réaction a montré, pour des petits paramètres d'impact, la domination des collisions binaires très inélastiques. Ces dernières ont motivé une analyse en deux sources, des événements bien mesurés par le détecteur INDRA, à l'aide d'une méthode de reconstruction fondée sur l'« arbre minimum ». Des énergies d'excitation voisines de 20 MeV/A sont atteintes, à 95 MeV/u, dans les collisions centrales. Pour les collisions violentes, le partage de l'énergie n'est plus équilibrée entre les deux partenaires, le quasi-projectile ayant une énergie d'excitation par nucléon plus élevée que la quasi-cible. Entre 2 et 8 MeV/A d'énergie d'excitation totale du système, correspond une phase de production importante de fragments de masses intermédiaires qui sature autour de 10 MeV/A. Le déclin du régime de « multifragmentation », au-delà de 15 MeV/A, coïncide avec la probabilité croissante d'observer la « vaporisation » des deux noyaux chauds, dont le seuil se situe aux environs de 8 MeV/A. Par ailleurs, l'augmentation régulière de la température extraite des rapports isotopiques He-Li en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile suggère une évolution progressive des modes de décroissance des noyaux chauds, en accord avec les prédictions de modèles statistiques. Aucun signe d'une transition de phase du premier ordre de type liquide-gaz n'est observé pour ces noyaux légers.

Abstract

Hot nuclei are formed in heavy ion collisions covering the Fermi energy domain. According to the excitation energy deposited into these nuclei, several de-excitation processes can be observed, in particular the emission of complex fragments ($Z \geq 3$) which remains poorly understood. The G.A.N.I.L. facility offers the possibility to cover the excitation function for the Ar on Ni reaction over a broad energy range from 32 to 95 MeV/u where the hot nuclei evolve from classical “evaporation” to complete “vaporization” into light particles (neutrons, isotopes of H, He). The study of reaction mechanisms shows that from peripheral to central collisions the total cross section is dominated by binary dissipative collisions. Both partners coming from well-characterized events with the INDRA detector are reconstructed using the “Minimum Spanning Tree” method. Thus excitation energy up to 20 MeV/A are reached in the most violent collisions at the highest bombarding energy. The deposited energy is not shared in the mass ratio between the quasi-projectile and the quasi-target, the quasi-projectile being hotter. For total excitation energies ranging roughly from 2 to 8 MeV/A, the proportion of “multifragmentation” events increases to reach a plateau at about 10 MeV/A due to the rising probability to have complete “vaporization” of the system above 8 MeV/A. The steady increase of the temperature extracted from the double isotopic He-Li ratios with excitation energy for the quasi-projectile suggests a progressive evolution of the de-excitation processes as predicted by statistical models. No signal of first order liquid-gas phase transition is seen in our data.

Mots Clefs

- Noyaux chauds.
- Énergies de Fermi.
- Multidétecteur INDRA.
- Collisions binaires.
- Énergies d'excitation.
- Modes de décroissance.
- Fragments complexes.
- Températures isotopiques.